

**Neutrino-Nukleosynthese
der seltenen Isotope ^{138}La und ^{180}Ta
und
Entwicklung eines Siliziumballs
für exklusive Elektronenstreuexperimente
am S-DALINAC**

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte

D i s s e r t a t i o n

angefertigt von

Anatoliy Byelikov
aus Kharkiv (Ukraine)

Juli 2007

Darmstadt
D 17

Referent:	Professor Dr. rer. nat. Dr. h.c. mult. A. Richter
Korreferent:	Professor Dr. rer. nat. K. Langanke
Tag der Einreichung:	17.07.2007
Tag der Prüfung:	19.11.2007

Man soll öfters dasjenige untersuchen, was von den Menschen meist vergessen wird, wo sie nicht hinsehen und was so sehr als bekannt angenommen wird, dass es keiner Untersuchung mehr wert geachtet wird.

Georg Christoph Lichtenberg

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit besteht aus zwei Teilen. Im ersten Teil wird eine mögliche Synthese der seltenen Isotope ^{138}La und ^{180}Ta durch neutrinoinduzierte geladene Stromreaktionen in einer Supernova untersucht. Hierfür wurden die Gamow-Teller Stärkeverteilungen in den Zielkernen mittels der $(^3\text{He},t)$ -Reaktion an den ^{138}Ba und ^{180}Hf Targets gemessen.

Ein direkter Vergleich der gewonnenen $B(\text{GT})$ Stärkeverteilungen mit den theoretischen RPA Vorhersagen, die in der Supernovamodellierung verwendet werden, zeigt erhebliche Abweichungen. Die gesamte unterhalb der Teilchenseparationsschwelle liegende Stärke ist allerdings in recht guter Übereinstimmung mit der Theorie für ^{138}La , während für ^{180}Ta einen Überschuss der experimentellen Stärke um einen Faktor 3 beobachtet wird.

Eine Reanalyse der Supernovamodelle unter Verwendung der experimentellen Gamow-Teller Stärkeverteilungen lässt folgende Schlussfolgerungen zu:

- ^{138}La wird bis zu 100% im ν -Produktionsprozess hergestellt.
- ^{180}Ta wird auch zu einem erheblichen Teil durch neutrinoinduzierte geladene Stromreaktionen produziert. Der tatsächliche Wert ist jedoch abhängig von dem bisher unbekannten Verzweungsverhältnis zwischen dem kurzlebigen Grundzustand und dem langlebigen Isomerzustand.

Der zweite Teil dieser Arbeit beschreibt die Entwicklung und den Aufbau eines 4π -Detektors für den Nachweis geladener Teilchen, des so genannten Siliziumballs. Ziel dieser Detektorentwicklung ist die Durchführung von kinematisch vollständigen Aufbruchexperimenten in der Elektronenstreuung an ^2H und $^{3,4}\text{He}$. Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Siliziumball wurde an die am QCLAM-Spektrometer bestehende Infrastruktur wie Streukammer, Targetleiter, und Strahlführungselemente angepasst und kann demnächst für Experimente eingesetzt werden. Die Konstruktion des Balls erlaubt auch einfache Modifikationen zur Durchführung von Experimenten des Typs $(e,e'\alpha)$ zur Untersuchung von α -Cluster-Zuständen.

Summary

The present thesis consists of two parts. In the first part a possible synthesis of the rare isotopes ^{138}La and ^{180}Ta through neutrino-induced charged current reactions in a core-collapse supernova is studied. For that purpose Gamow-Teller strength distributions in ^{138}La and ^{180}Ta were measured with the help of the $(^3\text{He},t)$ -reaction on ^{138}Ba and ^{180}Hf targets.

A direct comparison of the resulting $B(\text{GT})$ strength distributions with the theoretical predictions, which are used in the supernova modelling, shows significant discrepancies. However, the cumulative strength up to the neutron separation threshold is in good agreement with the model calculations for ^{138}La , whereas for ^{180}Ta a considerable underprediction of a factor of three with respect to the experimental strength is observed.

A reanalysis of the supernova models by using the experimental Gamow-Teller strength distributions results in the following conclusions:

- ^{138}La is produced up to 100% in the ν -process.
- ^{180}Ta is also significantly produced through neutrino-induced charged current reactions. The actual value depends, however, on the so far unknown branching ratio between the short-lived ground state and long-lived isomer.

The second part of this work describes the development and construction of a 4π detector for the detection of the charged particles, the so-called silicon ball. The aim of the development is the ability to perform kinematically complete electron scattering breakup experiments on ^2H and $^{3,4}\text{He}$. The silicon ball has been adapted to the infrastructure available at the QCLAM spectrometer, such as scattering chamber, target ladder and beam transport elements, and is close to completion for experiments. With simple modifications the construction of the ball can be used also for experiments of the $(e,e'\alpha)$ -type for the investigation of α -cluster states.

Inhaltsverzeichnis

Neutrino-Nukleosynthese der seltenen Isotope ^{138}La und ^{180}Ta	1
1 Einleitung	1
2 Theoretische Grundlagen	7
2.1 Der Neutrino-Prozess	7
2.2 Gamow-Teller Übergänge	10
3 Experiment am RCNP	15
3.1 Targetherstellung	15
3.2 Grand Raiden Spektrometer	17
3.2.1 Layout	17
3.2.2 Detektorsystem	19
3.3 Strahlführung zur Dispersionsanpassung	21
3.4 Experiment	23
4 Datenauswertung	24
4.1 Teilchenidentifikation	24
4.2 Korrektur der Linienform	26
4.3 Energieeichung	28
4.4 Subtraktion des Untergrunds aus dem Target	29
4.5 Extraktion der Gamow-Teller Stärke	32
5 Ergebnisse	37
5.1 Gamow-Teller Stärkeverteilungen in ^{138}La und ^{180}Ta	37
5.2 Astrophysikalische Relevanz	40
5.2.1 Neutrinoinduzierte Wirkungsquerschnitte	40
5.2.2 Neutrino-Nukleosynthese	41

Entwicklung eines Siliziumballs für exklusive Elektronenstreuexperimente am S-DALINAC	45
6 Einleitung	45
7 Messplatz am S-DALINAC	47
7.1 QCLAM-Spektrometer	48
7.2 Streukammer	50
8 Design und technische Realisierung	52
8.1 Design des Siliziumballs	52
8.2 Technische Realisierung	54
8.3 Detektorbau	58
9 Status und Ausblick	60
A Anhang	61
A.1 Zeichnungen	61
Literatur	67

TEIL I:

Neutrino-Nukleosynthese der seltenen Isotope ^{138}La und ^{180}Ta

1 Einleitung

Kerne mit ungerader Anzahl von Protonen und Neutronen sind eine Rarität unter den stabilen Isotopen (9 von ca. 300). Die zwei schwersten ^{138}La und ^{180}Ta , gehören zu den seltensten Nukliden im Sonnensystem (Abb. 1.1); ^{180}Ta ist das seltenste überhaupt. Die Nukleosynthese dieser beiden Isotope ist ein bisher ungeklärtes Rätsel. Insbesondere für ^{138}La scheitern alle grundlegenden Prozesse

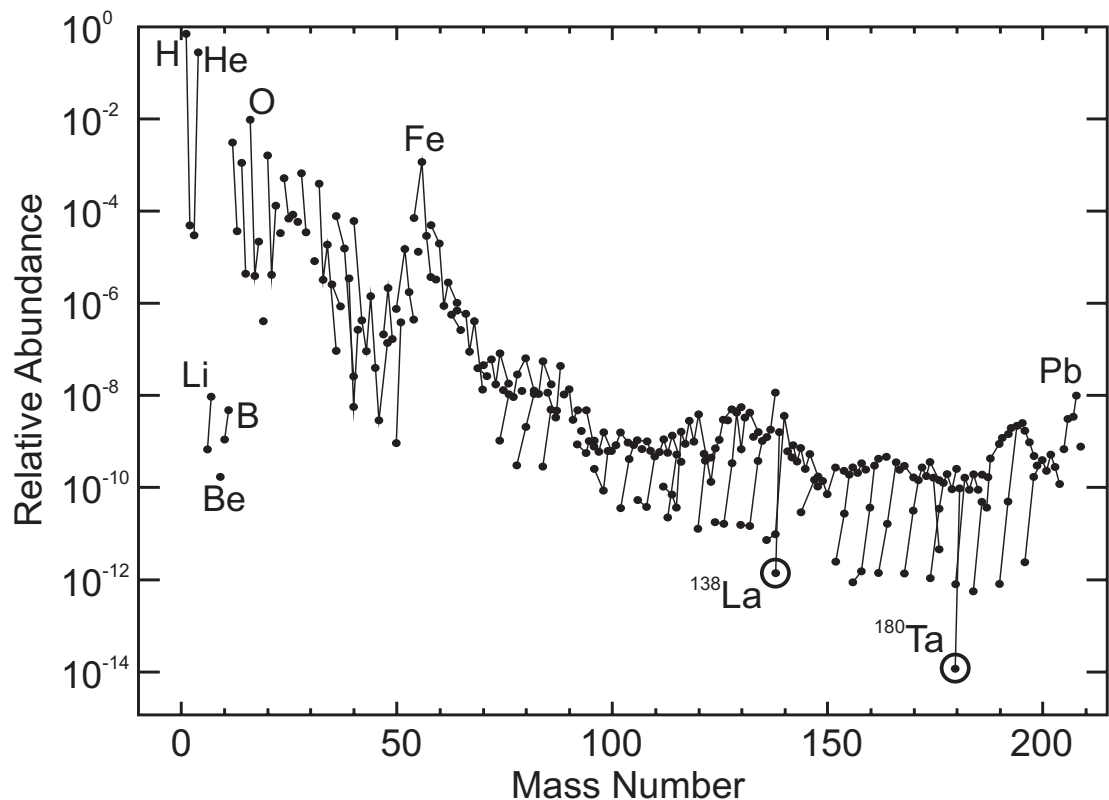


Abb. 1.1: Relative Häufigkeit aller Isotope im Sonnensystem als Funktion ihrer Massenzahl. Die gesamte Häufigkeit ist auf eins normiert. Die durchgezogenen Linien verbinden Isotope eines Elements. Einige Isotopenketten sind exemplarisch gekennzeichnet. Die Nuklide ^{138}La und ^{180}Ta sind durch Kreise hervorgehoben.

der Nukleosynthese [1]. Es ist zu schwer für den α -Prozess, es wird im s-Prozess umgangen und gegen den r-Prozess abgeschirmt (siehe Abb. 1.2). Da es auf der protonenreichen Seite des Stabilitätstals liegt, wäre eine Erzeugung im p-Prozess über die $^{139}\text{La}(\gamma, n)^{138}\text{La}$ Reaktion denkbar. Die letzten Messungen [2] und Rechnungen [3] sprechen jedoch gegen solches Szenario. Für ^{180}Ta ist die Situation etwas komplizierter. Trotz seiner isomeren Natur, die eine Entvölkerung über intermediäre Zustände in einem Photonenbad erlaubt, kann die Erzeugung bei s-Prozesstemperaturen nicht ausgeschlossen werden [4] und kann möglicherweise sogar bis zu 100% der solaren Häufigkeit erklären [5,6]. Auch der p-Prozess ist eine mögliche Quelle [3, 7, 8].

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit einer anderen, früher nicht berücksichtigten Möglichkeit der Entstehung dieser seltenen, exotischen Isotope durch neutrinoinduzierte Reaktionen in der Supernovaexplosion massiver Sterne (der

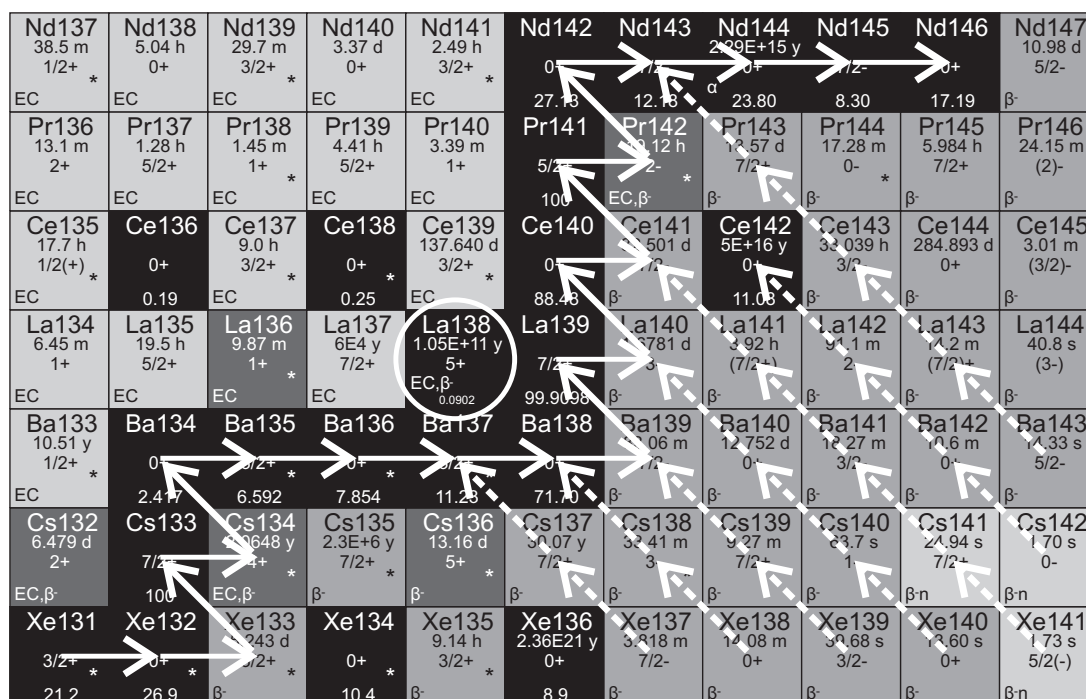


Abb. 1.2: Ausschnitt aus der Nuklidtable zum ^{138}La . Die durchgezogenen Pfeile zeigen den s-Prozess Pfad, die gestrichelten - den r-Prozess Pfad. Der s-Prozess läuft über ^{137}Ba - ^{138}Ba - ^{139}La und damit an ^{138}La vorbei. Gegen Beiträge aus dem r-Prozess ist ^{138}La durch das stabile Isobar ^{138}Ba abgeschirmt.

so genannte ν -Prozess [9]). Neutrino-Kernreaktionen sind Gegenstand des aktuellen Interesses in der Supernovamodellierung [10, 11] mit möglichem Einfluss auf viele dynamische Aspekte [12]. Neutrinoinduzierte Reaktionen können auch wesentlich zur Synthese spezifischer Isotope beitragen. Man unterscheidet dabei zwischen neutralen Stromreaktionen ($\nu, \nu'x$), bei welchen die Wechselwirkung durch Austausch eines Z-Bosons übertragen wird, und geladenen Stromreaktionen (ν_e, e) durch W-Bosonenaustausch. Da die Wirkungsquerschnitte der schwachen Wechselwirkung extrem klein sind, braucht man hierfür einen Unterschied von einigen Größenordnungen zwischen den Häufigkeiten des Mutter- und Tochterkerns. Primäre Beispiele sind ^{11}B und ^{19}F , die in neutralen Stromreaktionen der Art ($\nu, \nu'p$) produziert werden. Bisherige Arbeiten legen neutrale Stromreaktionen als wichtigster Prozess der Neutrino-Nukleosynthese nahe, während die geladenen Stromreaktionen wenig beitragen. Diese Aussage beruhte aber auf den sehr vereinfachten Modellen [9] für die neutrinoinduzierten Wirkungsquerschnitte schwererer Kerne.

Eine kürzlich durchgeführte verbesserte Analyse [3] zeigt, dass geladene Stromreaktionen ebenso wichtig sein können und ändert die Vorstellung davon, wie die seltenen, ungerade-ungerade Isotope ^{138}La und ^{180}Ta in der Natur erzeugt werden. Die Arbeit modelliert die Neutrino-Nukleosynthese in einem selbstkonsistenten Modell inklusive der gesamten Evolution aller Isotope bis zum Wismut [13] von dem Beginn des zentralen Wasserstoffbrennens bis zur Supernovaexplosion. Sie benutzt auch die verbesserten Wirkungsquerschnitte für die neutrinoinduzierten Reaktionen an den wichtigsten Kernen, die auf Schalenmodell und Random Phase Approximation (RPA) Rechnungen im Rahmen des Modells von [14] basieren. Das Diagramm in Abb. 1.3 zeigt ein vereinfachtes Bild dieser Analyse. Man beginnt mit der Simulation des Sternbrennens und erhält nach Durchlaufen aller Phasen in massiven Sternen (H-, He-, C-, Ne-, O-, Si-Brennen und s-Prozess) als Ergebnis eine Isotopenverteilung, welche ihrerseits als Eingangsparameter für die Supernovamodellierung dient. Diese beinhaltet neben neutron- und protoninduzierten Prozessen auch Neutrino-Kernreaktionen.

Die Rechnungen sagen voraus, dass ^{138}La fast ausschließlich in der geladenen Stromreaktion $^{138}\text{Ba}(\nu_e, e)^{138}\text{La}$ entsteht (wie bereits in [15] vorgeschlagen). Der Einschluss schwererer Kerne in Reaktionsnetzwerk [13] liefert eine deutliche Erhöhung der ^{138}Ba -Häufigkeit im Vergleich zu den Abschätzungen in [9]. Dement-

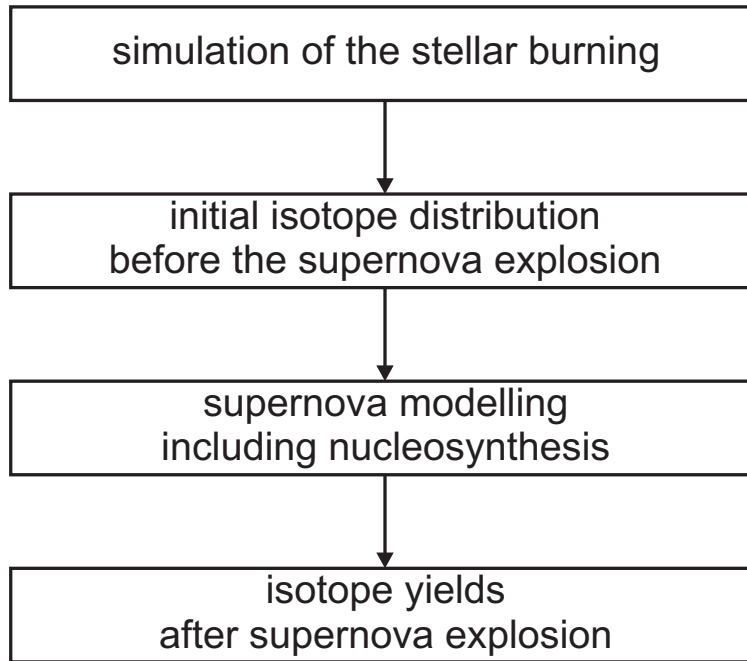


Abb. 1.3: Wirkungsablauf zum Ausrechnen der Elementenhäufigkeiten.

sprechend steigt auch die Häufigkeit von ^{138}La . Dies erlaubt eine Produktionsrate von ^{138}La proportional zu ^{16}O (das häufigste Element in massiven Sternen) entsprechend der solaren Häufigkeiten.

In Abb. 1.4 ist die relative Häufigkeit verschiedener Erzeugungsprozesse für ^{138}La (und seine Mutterkerne) als Funktion der Sternmasse aufgetragen. Die Sternmasse kann man auch als Radiusparameter betrachten; je mehr Masse man einschließt, desto größer wird der Stern. Die zwei oberen Kurven auf dem Bild beziehen sich auf ^{138}Ba und ^{139}La , die Mutterprodukte für ^{138}La sein können. Die unteren Kurven zeigen die Ausbeute von ^{138}La für verschiedene Produktionsprozesse. Man sieht, dass die Ausbeute aus der geladenen Stromreaktion mit der Summe aller Beiträge fast zusammenfällt. Wie in Kap. 5.2.2 gezeigt werden wird, heißt dies, dass alles ^{138}La im Universum in dieser Weise produziert werden könnte. Eine vergleichbare Analyse für ^{180}Ta sagt voraus, dass etwa die Hälfte der solaren Häufigkeit im p-Prozess entsteht und die andere Hälfte in der geladenen Stromreaktion $^{180}\text{Hf}(\nu_e, e)^{180}\text{Ta}$.

Die niederenergetische Kernantwort in neutrinoinduzierten Reaktionen wird durch $\Delta S = 1$, $\Delta T = 1$ Spin-Isospinflipanregungen dominiert [10]. Die Temperaturen T_e der Elektroneneutrinos sind ziemlich niedrig in der Größenordnung von eini-

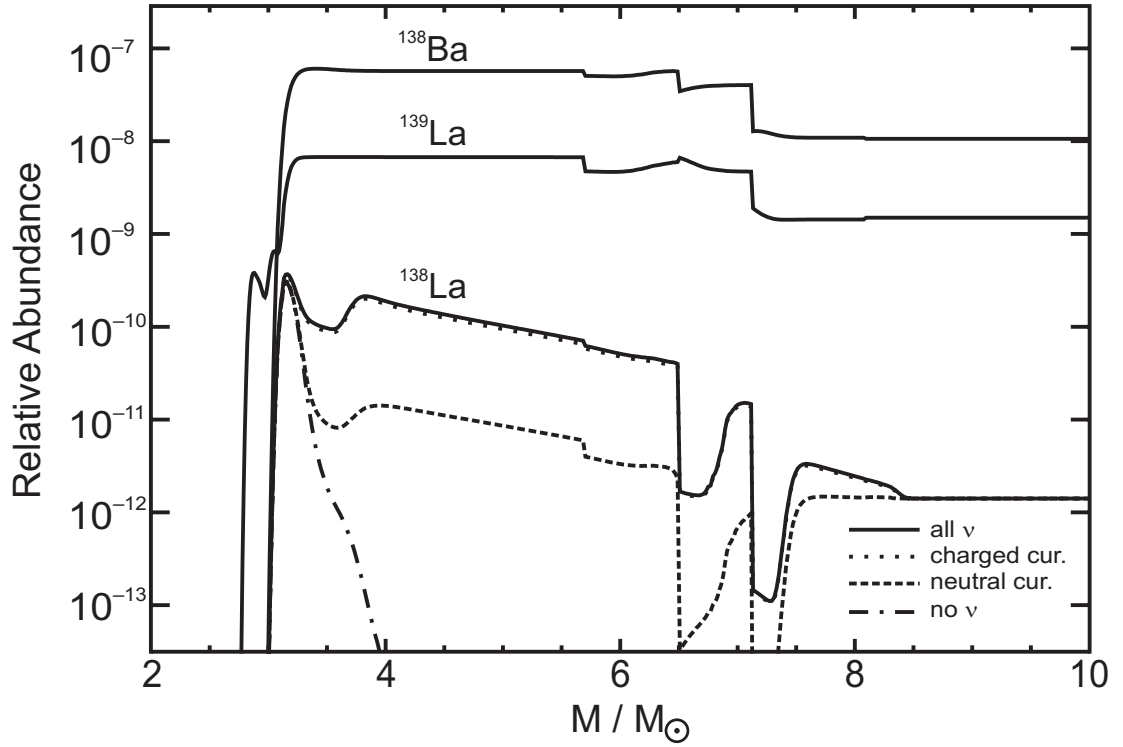


Abb. 1.4: Erzeugungsprozesse von ^{138}La als Funktion der Sternmasse M (in Einheiten von M_\odot , aus [3]). Gezeigt sind die Erzeugungsrate von ^{138}La ohne neutrinoinduzierte Prozesse (strich-punktierte Linie), unter Einschluss der neutralen Stromreaktion $^{139}\text{La}(\nu, \nu'n)^{138}\text{La}$ (gestrichelte Linie), unter Einschluss der geladenen Stromreaktion $^{138}\text{Ba}(\nu_e, e)^{138}\text{La}$ (gepunktete Linie) sowie die Summe aller Beiträge (durchgezogene Linie).

gen MeV; dies entspricht einer mittleren Energie $\langle E \rangle \approx 3T_e$ für eine Fermi-Dirac Verteilung ohne chemisches Potenzial. Somit sind Gamow-Teller Übergänge, die durch Drehimpulstransfer $\Delta L = 0$ charakterisiert sind, am wichtigsten. Der Hauptteil der Gamow-Teller Stärke (die so genannte Gamow-Teller Resonanz) befindet sich bei Anregungsenergien weit oberhalb der Neutronseparationsschwelle im Tochterkern. Dies führt zu erheblichen Unsicherheiten in den theoretischen Neutrino-Kernstreuquerschnitten, die auf RPA Rechnungen basieren [3]. Abgesehen von der Notwendigkeit, einen empirischen Quenching-Faktor einzuführen [14] erfordert eine realistische Beschreibung der Stärkeverteilungen die Berücksichtigung von komplexen Konfigurationen über Einteilchen-Einlochanregungen, die die Basis der RPA-Rechnungen bilden, hinaus.

Diese Gründe machen eine experimentelle Information über die Gamow-Teller

Stärke in ^{138}La und ^{180}Ta sehr wünschenswert. Ein entsprechendes Experiment und seine Ergebnisse sind Gegenstand des ersten Teils vorliegender Dissertation. Dieser Teil ist in folgender Weise gegliedert. In Kapitel 2 werden einige theoretische Grundlagen vorgestellt, die für das Verständnis des Experiments und seine Interpretation notwendig sind. Kapitel 3 befasst sich mit dem experimentellen Aufbau und der Durchführung des Experiments. Datenauswertung und Analyse sind in Kapitel 4 beschrieben. In Kapitel 5 werden die Ergebnisse und ihre astrophysikalische Relevanz diskutiert. Teile der vorliegenden Arbeit wurden bereits in [16] publiziert.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Der Neutrino-Prozess

Am Ende der hydrostatischen Brennphase besteht ein massiver Stern aus mehreren konzentrischen Schalen, welche die Reststoffe der vorherigen Brennphasen (Wasserstoff, Helium, Kohlenstoff, Neon, Sauerstoff, Silizium) darstellen. Eisen ist die Endstufe der Kernfusion im hydrostatischen Brennen, denn die Synthese eines schwereren Elements setzt keine Energie mehr frei; stattdessen muss Energie aufgebraucht werden. Falls der im Zentrum des massiven Sterns entstandene Eisenkern das so genannte Chandrasekhar-Massenlimit von ca. 1.4 Sonnenmassen übersteigt, kann der Druck des degenerierten Elektronengases das Sterninnere nicht mehr stabilisieren und es kollabiert. Dies ist der Anfang einer Typ II Supernova [17].

Die Prozesse der schwachen Wechselwirkung wie Elektroneneinfang, β -Zerfall oder neutrinoinduzierte Reaktionen spielen eine grundlegende Rolle in dieser Kollapsphase [17, 18]. Eine der wichtigsten Reaktionen bei der anschließenden explosiven Nukleosynthese ist [17]

$$(A, Z) + \nu_e \rightarrow (A, Z + 1) + e^-. \quad (2.1)$$

Die Neutrinos stammen aus der $\nu_x - \bar{\nu}_x$ -Paarproduktion während der Supernovaexplosion. Typische Neutrinospektren aus Supernovamodellen sind in Abb. 2.1 gezeigt. Die Neutrinoenergien sind so niedrig, dass der wesentliche Beitrag zum Wirkungsquerschnitt für den Neutrinoeinfang im Mutterkern mit Ladungszahl Z aus den erlaubten Gamow-Teller (und Fermi) Übergängen im Tochterkern stammt.

Die Energieverteilung des Elektroneneutrinospektrums kann näherungsweise durch eine Fermi-Dirac Verteilung beschrieben werden [14]

$$n(E_\nu) = \frac{1}{F_2(\alpha)T^3} \cdot \frac{E_\nu^2}{\exp[(E_\nu/T) - \alpha] + 1}. \quad (2.2)$$

Hierbei sind T und α Neutrinotemperatur bzw. chemisches Potential, die an die Supernovaspektren der Modellrechnungen angepasst sind, und $F_2(\alpha)$ nor-

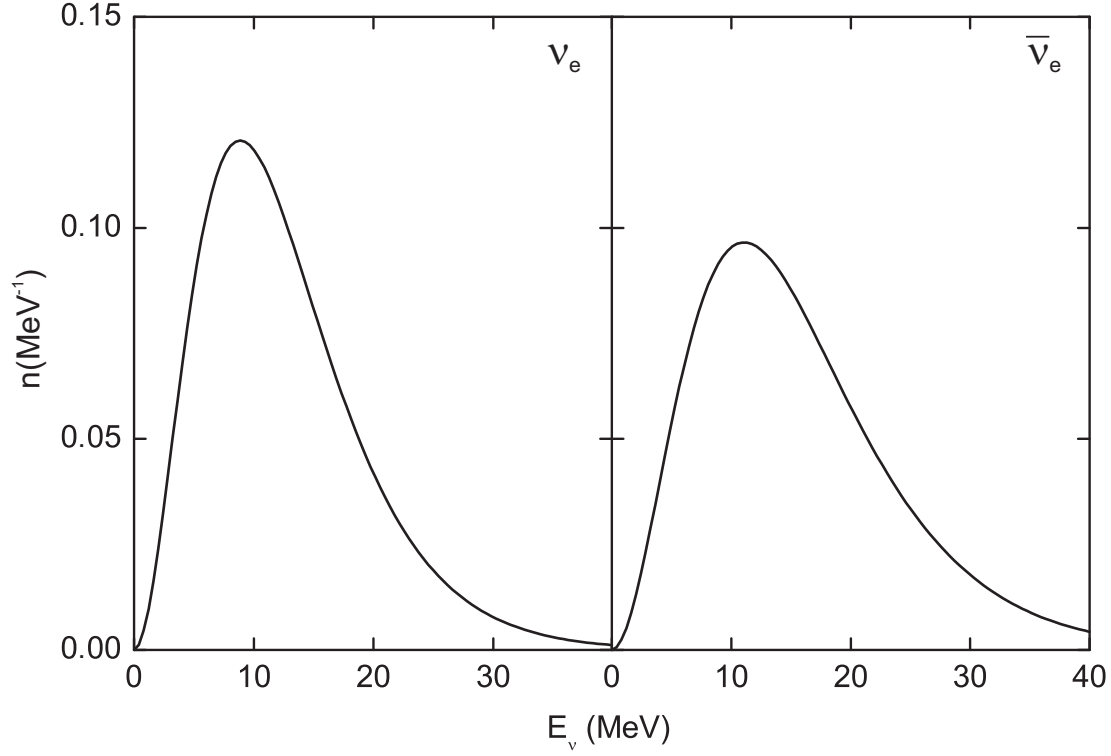


Abb. 2.1: Normierte Neutrinospektren bei Supernovaexplosion. Das linke Bild zeigt die Energieverteilung für ν_e , das rechte für $\bar{\nu}_e$.

miert das Spektrum auf die Flusseinheit. Die beste Anpassung wird mit Werten $(T, \alpha) = (4, 0)$ für ν_e - und $(T, \alpha) = (5, 0)$ für $\bar{\nu}_e$ -Neutrinos erzielt.

Der Wirkungsquerschnitt für einen erlaubten Übergang aus dem Anfangszustand (i) in den Endzustand (f) ist gegeben durch [19]

$$\sigma_{i,f}(E_\nu) = \frac{G_F^2 g_A^2}{\pi(2J_i + 1)} \cdot (E_\nu - \omega)^2 \cdot |\langle f || \sum_{i+1}^A \sigma(i) \tau(i) || i \rangle|^2, \quad (2.3)$$

wobei G_F und g_A die Fermi- bzw. die axiale Vektorkopplungskonstante sind, E_ν die Energie des gestreuten Neutrinos und ω beschreibt die Differenz zwischen Anfangs- und Endenergie. Für Grundzustandsübergänge ist ω gleich dem Reaktions-Q-Wert. Die Kernabhängigkeit ist in der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit $B(GT) = g_A^2 |\langle f || \sum_{i+1}^A \sigma(i) \tau(i) || i \rangle|^2 / (2J_i + 1)$ enthalten. Der Matrixelement lässt sich aus den RPA-Rechnungen ermitteln.

In den RPA-Rechnungen von [10] werden die Nukleonen im Grundzustand eines Kerns als nicht miteinander wechselwirkende Teilchen betrachtet, die sich in

einem Potential (mean field) bewegen. Anregungen werden beschrieben im Rahmen der Einteilchen-Einlochanregungen in einer effektiven Restwechselwirkung. Das RPA-Modell liefert eine gute Beschreibung des Schwerpunkts und der totalen Stärke kollektiver Moden (auch der Gamow-Teller-Stärke), kann aber keine Feinstruktur reproduzieren. Die Fragmentierung der GT-Stärke kann allerdings dazu führen, dass ein Teil dieser Stärke über die Teilchenseparationsschwelle zu liegen kommt, so dass zum Beispiel ^{137}La oder ^{137}Ba statt ^{138}La produziert wird.

Die RPA-Vorhersage für die $B(\text{GT})$ -Stärkeverteilung in ^{138}La ist in Abb. 2.2 dargestellt. Zu sehen ist, dass der Hauptteil der GT-Resonanz oberhalb der Teilchenschwelle liegt. Die Vorhersagekraft für die tiefliegende Stärke ist daher gering. Diese Unsicherheit verursacht potentiell große Fehler in den Modellrechnungen. Dasselbe gilt auch für ^{180}Ta -Stärkeverteilung. Noch dazu ist der Kern ^{180}Ta wohl

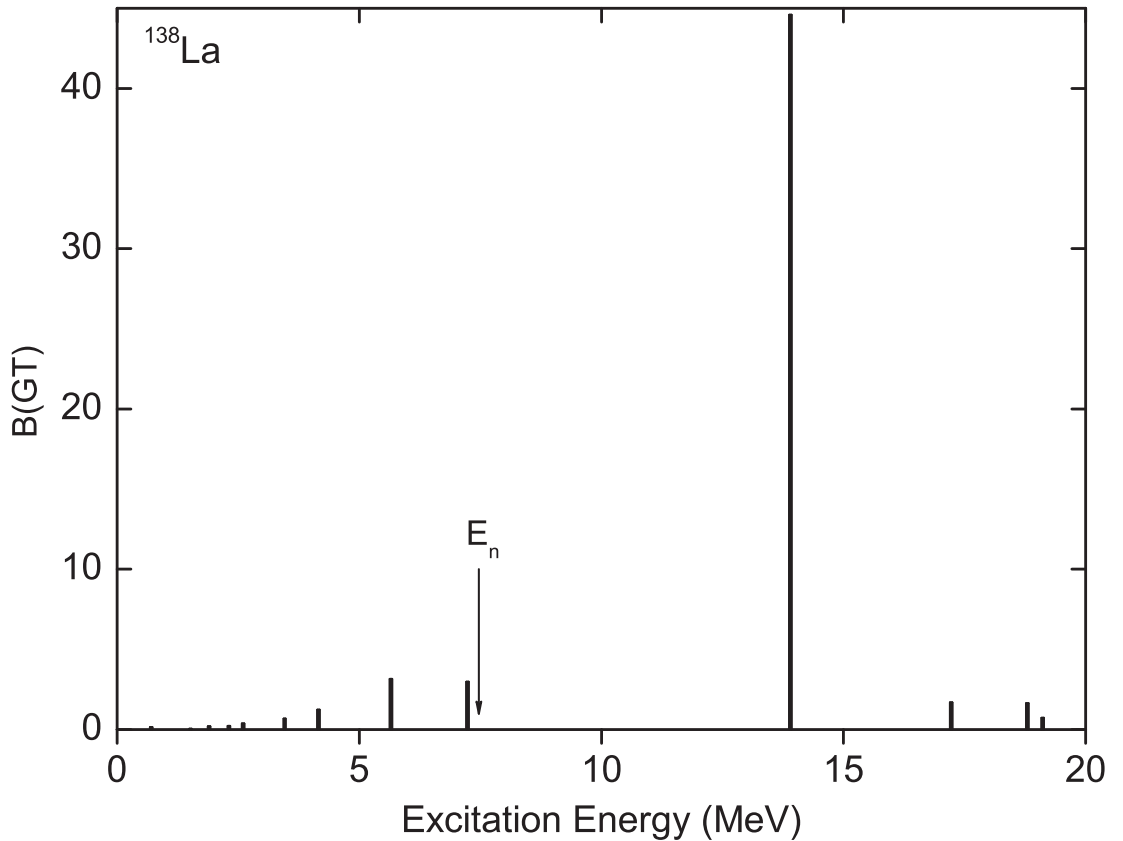


Abb. 2.2: Gamow-Teller-Stärkeverteilung in ^{138}La aus den RPA-Rechnungen [3]. Die Neutronseparationsschwelle bei 7.47 MeV ist durch einen Pfeil gekennzeichnet.

deformiert; die Beschreibung solcher Kerne in einem Modell mit einer sphärischen Einteilchenbasis ist besonders zweifelhaft.

Offensichtlich ist die experimentelle Information über die GT-Stärkeverteilungen in ^{138}La und ^{180}Ta von großem Interesse, um diese Unsicherheiten in Modellrechnungen zu beseitigen.

2.2 Gamow-Teller Übergänge

Gamow-Teller Übergänge sind durch die Auswahlregeln $\Delta L = 0$, $\Delta S = 1$ und $\Delta T = 1$ charakterisiert. Ausgehend von einem Isospingrundzustand $T_i = T_0$ sind Anregungen mit $T_f = T_0 - 1, T_0, T_0 + 1$ möglich. Die möglichen Isospinübergänge sind in Abb. 2.3 zusammengefasst. Ein Beispiel der praktischen Untersuchung dieser Anregungen in ^{24}Mg ist in [21] zu finden.

Der die GT-Übergänge verursachende $\sigma\tau$ -Operator charakterisiert sowohl schwache Zerfälle als auch inelastische Streuprozesse und Ladungsaustauschreaktionen in der elektromagnetischen und der starken Wechselwirkung. Direkter Zugang zu GT-Matrixelementen ist durch Messung des β -Zerfalls möglich. Solche Mes-

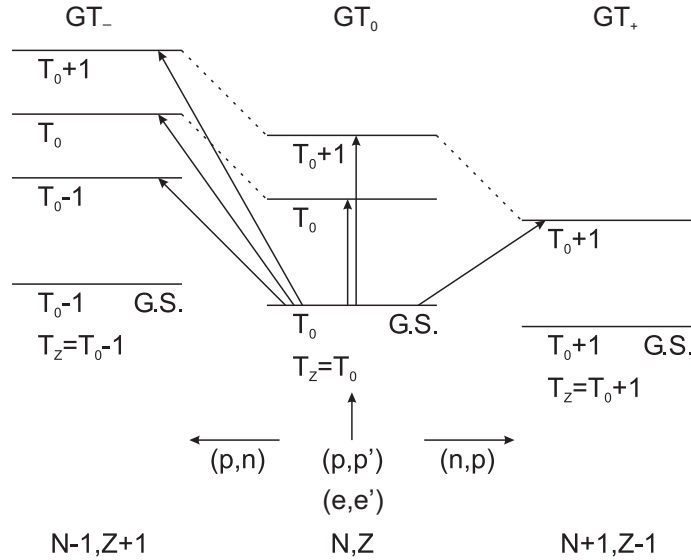


Abb. 2.3: Isospinübergänge in einem Kern mit dem Isospin im Grundzustand $T_0 = T_Z = (N - Z)/2$.

sungen sind jedoch generell auf einen durch den Reaktions-Q-Wert vorgegebenen Energiebereich beschränkt. Es gibt keine solche Begrenzung für hadronische Ladungsaustauschreaktionen. Das macht sie zu einem universellen spektroskopischen Werkzeug, um die GT-Stärke in einem großen Anregungsenergiebereich zu messen.

Die aus den Ladungsaustauschreaktionen gewonnenen Matrixelemente können allerdings nur dann mit dem β -Zerfall verknüpft werden, wenn die GT-Wirkungsquerschnitte unter einem sehr kleinen Impulsübertrag q gemessen werden, denn die erlaubten β -Zerfälle finden grundsätzlich bei $q = 0$ statt. Diese Bedingung erfordert eine Messung bei sehr kleinen Winkeln (am besten unter Null Grad).

Außerdem ist bei Ladungsaustauschreaktionen die Form der effektiven Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung wichtig. Abb. 2.4 zeigt die Abhängigkeit der einzelnen Komponenten dieser Wechselwirkung von der Projektilenergie bei $q = 0$. Demnach ist der $\sigma\tau$ -Anteil bei so genannten intermediären Energien (100-400 MeV/A) relativ am größten [20, 22].

Intermediäre Energien sind nicht nur aufgrund der Energieabhängigkeit der effektiven Projektil-Target-Wechselwirkung günstig. Der Reaktionsmechanismus wird auch einfacher, da Einstufenprozesse dominieren [20, 23]. Dies erlaubt einen einfachen Zusammenhang zwischen dem unter Null Grad gemessenen Wirkungsquerschnitt in Ladungsaustauschreaktionen und der Gamow-Teller Übergangsstärke herzustellen [22, 24]

$$\frac{d\sigma^{CE}}{d\Omega}(0^\circ) \cong K^{CE} N_{\sigma\tau}^{CE} |J_{\sigma\tau}(q=0)|^2 B(GT_\pm)\uparrow = \hat{\sigma}_{GT} F(q, \omega) B(GT_\pm)\uparrow . \quad (2.4)$$

Hier ist $J_{\sigma\tau}(q=0)$ das Volumenintegral der effektiven Wechselwirkung $V_{\sigma\tau}$ unter dem Impulsübertrag Null, K^{CE} ein kinematischer Faktor und $\hat{\sigma}_{GT}$ der so genannte Einheits-Wirkungsquerschnitt, der von Strahlenergie und Targetmassenzahl A abhängt. Die Verzerrung der Projektilwellenfunktion im Kernpotential ist für eine korrekte Beschreibung des Null-Grad-Wirkungsquerschnitts wichtig. Man berücksichtigt dies anhand eines Distorsionsfaktors $N_{\sigma\tau}^{CE}$. Die Abhängigkeit dieses Faktors von Impulsübertrag q und Energieverlust ω wird durch die normierte Funktion $F(q, \omega)$ mit $F(q=0, \omega=0) = 1$ beschrieben und kann mittels *Distorted-Wave Born Approximation* (DWBA) Rechnungen abgeschätzt werden.

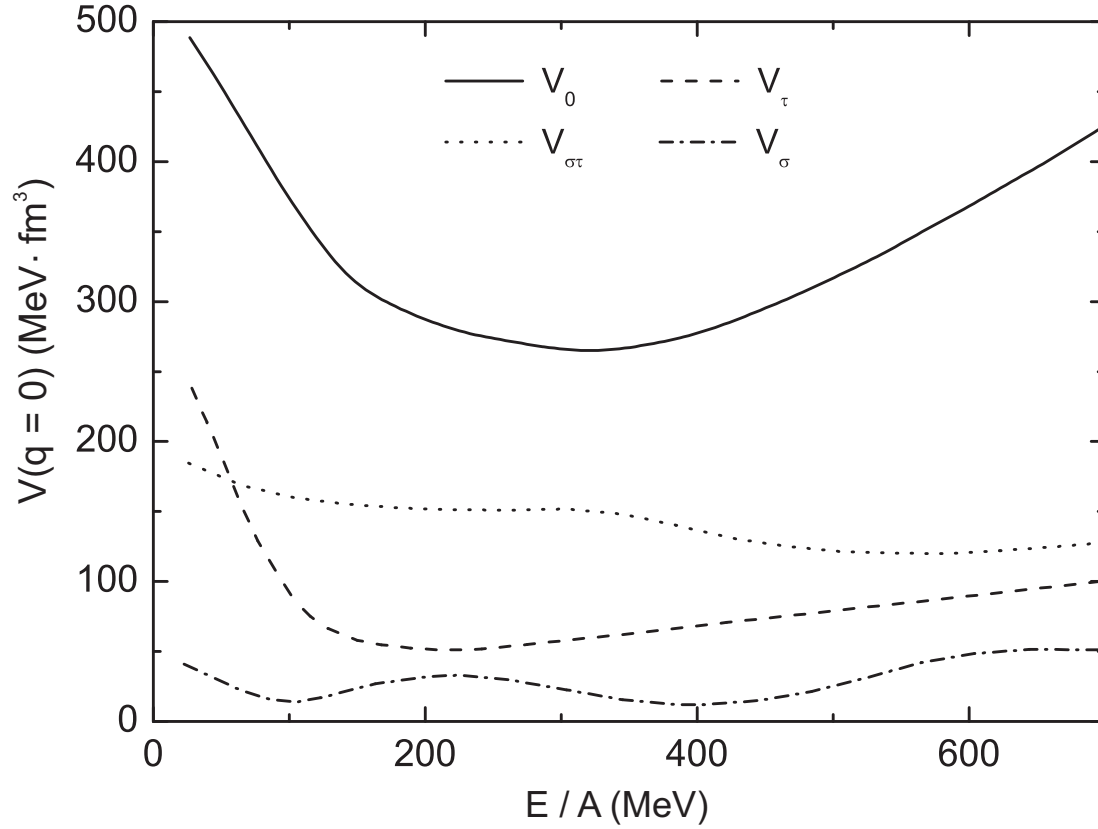


Abb. 2.4: Energieabhängigkeit der effektiven Projektil-Target-Wechselwirkung für $q = 0$. Die Größe V_0 ist der zentrale Anteil, V_τ der Tensoranteil, V_σ der Spinanteil und $V_{\sigma\tau}$ der Spin-Isospinanteil.

Die Beziehung (2.4) zwischen der Gamow-Teller Stärke $B(GT)$ und dem Null-Grad-Wirkungsquerschnitt vernachlässigt allerdings kohärente Amplituden der Art $\Delta L = 2$, $\Delta S = 1$ in den Übergängen zu den 1^+ GT-Zuständen, die im wesentlichen durch den Tensoranteil der Wechselwirkung vermittelt werden. Eine systematische Analyse dieser Unsicherheit [25] legt nahe, dass für Werte $B(GT) \geq 0.05$ die Relation (2.4) immer noch gut erfüllt ist. Die Tatsache, dass kein Bahndrehimpuls in der Reaktion übertragen wird, erlaubt es, GT-Übergänge anhand der charakteristischen $\Delta L = 0$ Winkelverteilung mit einem maximalen Wirkungsquerschnitt unter Null Grad zu extrahieren.

Ein Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Extraktion der $B(GT_-) \uparrow$ Stärke in ^{138}La und ^{180}Ta , die mit Hilfe einer Reaktion des (p,n)-Typs gemessen werden kann. In Reaktionen des (p,n)-Typs ist die Gamow-Teller Stärke auf Zustände mit unterschiedlichem Isospin $T_f = T_0 - 1$, $T_f = T_0$, $T_f = T_0 + 1$ verteilt (Abb. 2.3).

In Kernen mit großem Grundzustandsisospin T_0 werden bevorzugt die Zustände mit $T_f = T_0 - 1$ angeregt, da der entsprechende Clebsch-Gordan Koeffizient am größten ist. Die reduzierte Übergangsstärke $B(GT_{\pm})\uparrow$ lässt sich folgendermaßen ausdrücken [26, 27]

$$B(GT_{\pm})\uparrow = \frac{1}{2J_i + 1} \frac{1}{2} \frac{C_{GT}^2}{2T_f + 1} [M_{GT}(\sigma\tau^{\pm})]^2. \quad (2.5)$$

Dabei ist J_i der totale Drehimpuls des Anfangszustands, T_f der Isospin des Endzustands, C_{GT} der Isospin Clebsch-Gordan Koeffizient $(T_i T_{Zi} 1 \pm 1 | T_f T_{Zf})$, und $M_{GT}(\sigma\tau^{\pm})$ das GT-Matrixelement. Eine analoge Beziehung gilt auch für die Gamow-Teller β -Zerfallsstärke $B(GT_{\pm})\downarrow$. Man muss allerdings beachten, dass sich Anfangs- und Endzustände in Ladungsaustauschreaktionen und im β -Zerfall umkehren und somit die Clebsch-Gordan Koeffizienten unterschiedlich sind. Man erhält folgende Beziehung zwischen $B(GT_{\pm})\uparrow$ und $B(GT_{\pm})\downarrow$

$$B(GT_{\pm})\uparrow = \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} B(GT_{\mp})\downarrow, \quad (2.6)$$

wobei J_f der totale Drehimpuls des Endzustands ist.

Ladungsaustauschreaktionen bei intermediären Energien und unter Vorwärtstreuwinkeln wurden in der letzten Zeit intensiv genutzt, um GT Stärkeverteilungen zu messen. Experimente mit der (p,n)-Reaktion (siehe z.B. [28–31]) bestimmen die Energie der auslaufenden Neutronen durch Messung der Flugzeit, was die erreichbare Energieauflösung auf einige 100 keV (FWHM) begrenzt. Für hochauflösende Experimente kann man die (^3He ,t)-Reaktion verwenden, bei der das auslaufende Triton ein geladenes Teilchen ist und mit einem magnetischen Spektrometer detektiert werden kann [27, 32]. In schweren Kernen kann dabei eine Energieauflösung von $\Delta E \approx 50$ keV erreicht werden [33].

Die Anwendbarkeit von Gl. (2.4) für (p,n)-Reaktionen ist wohl etabliert und wurde auch für die (^3He ,t)-Reaktion in Experimenten unter Ausnutzung der Isospinsymmetrie [27, 32, 34] bestätigt. Die (p,n)- und (^3He ,t)-Reaktionen sind allerdings nicht vollständig identisch in ihrer Wechselwirkung mit dem Kern. Während Kerne für Protonen bei intermediären Energien ziemlich transparent sind, werden die ^3He -Teilchen stark absorbiert, zeigen aber immerhin eine vergleichbare Selektivität für Spin-Isospin Anregungen.

Es gibt aber einzelne Fälle, in denen große Abweichungen zwischen aus (p,n)- und ($^3\text{He,t}$)-Daten extrahierten B(GT) Werten beobachtet wurden, die sich nicht auf experimentelle Unsicherheiten zurückführen lassen. Ein Beispiel dafür sind $^{58}\text{Ni(p,n)}$ und $^{58}\text{Ni}(^3\text{He,t})$ Reaktionen. Das Verhältnis zwischen dem Wirkungsquerschnitt zum 1^+ Grundzustand und 1^+ Zustand bei 1.05 MeV in ^{58}Cu ist 0.41 ± 0.07 für (p,n)-Reaktion bei 160 MeV [30] und 0.57 ± 0.09 für ($^3\text{He,t}$)-Reaktion [35]. Die Ursache liegt vermutlich in relativ starken Beiträgen aus $\nu p_{3/2} - \pi f_{5/2}$ und $\nu f_{5/2} - \pi p_{3/2}$ Teilchen-Lochanregungen zu den niedrigsten 1^+ Zuständen in ^{58}Cu [36]. Dies sind $\Delta L = 2, \Delta S = 1$ Übergänge und interferieren mit den $\Delta L = 0, \Delta S = 1$ Beiträgen. Für die (p,n)-Reaktion ist die Interferenz konstruktiv sowohl für den Übergang in den Grundzustand als auch für den Übergang in den 1^+ Zustand bei 1.05 MeV. Im Falle der ($^3\text{He,t}$)-Reaktion ist die Interferenz für den Grundzustand auch konstruktiv, während die für den angeregten Zustand destruktiv ist. Dies lässt den Unterschied zwischen (p,n)- und ($^3\text{He,t}$)-Reaktion qualitativ verstehen.

3 Experiment am RCNP

Das Experiment zur Bestimmung der Gamow-Tellerstärkeverteilungen in ^{138}La und ^{180}Ta fand am Research Center for Nuclear Physics (RCNP) in Osaka im Mai 2004 statt. Dazu wurde die $(^3\text{He},t)$ -Reaktion an den Targets ^{138}Ba und ^{180}Hf untersucht. Der Vorteil dieser Reaktion ist, dass die Ausgangsteilchen von einem Magnetspektrometer impulsanalysiert werden können. Um eine gute Energieauflösung zu erreichen, wurden die Strahleigenschaften den ionenoptischen Parametern des Spektrometers über die Strahlführungselemente angepasst. Die Anpassungsmethoden *laterale Dispersionsanpassung*, *Fokusanpassung* und *kinematische Korrektur* kompensieren die Linienverbreiterung in den gemessenen Spektren [37]. Man kann zusätzlich eine *Winkeldispersionsanpassung* durchführen, falls eine gute Winkelauflösung erforderlich ist [38].

Die gleichzeitige Realisierbarkeit all dieser Methoden am RCNP basiert auf den ionenoptischen Eigenschaften der neuen, so genannten WS-Strahlführung¹ [38,39] in Verbindung mit dem Grand Raiden Spektrometer [40] sowie einer entsprechenden Orts- und Winkelauflösung des Detektorsystems. Außerdem wurde eine neue Methode zur direkten Dispersionsanpassung mit dem Primärstrahl, die so genannte *faint beam* Methode [41] entwickelt.

Ein besonderes Problem des Experiments war die Herstellung freitragender Targets aus den Isotopen ^{138}Ba und ^{180}Hf . Deshalb wird im Abschnitt 3.1 die Targetherstellungsprozedur kurz vorgestellt. Die Beschreibung und Eigenschaften des Grand Raiden Spektrometers findet man im Abschnitt 3.2. Abschnitt 3.3 befasst sich mit der WS-Strahlführung, und der Experimentablauf wird im Abschnitt 3.4 beschrieben.

3.1 Targetherstellung

Targeteigenschaften sind wichtig für hochauflösende Messungen mit einem Magnetspektrometer. Um eine hohe Auflösung zu erzielen, muss die Energieunschärfe

¹WS bedeutet West-South, charakterisiert durch die geographische Lage der Strahlführung.

der Reaktionsprodukte im Target minimiert werden. Dies erfordert dünne, selbsttragende Targetfolien.

In der ($^3\text{He},t$)-Ladungsaustauschreaktion kann der große Unterschied in den atomaren Energieverlusten für ^3He und Tritonen zu einer wesentlichen Energieunschärfe beim Nachweis der auslaufenden Tritonen führen. Energieverlustrechnungen zeigen, dass die Targetdicke den Wert von 2 mg/cm^2 nicht überschreiten darf, um eine Energieauflösung von 40 keV (FWHM) zu erreichen. Durch die Dispersions- und Winkeldispersionsanpassung [38, 39, 41] erhält man einen 15-20 mm breiten Strahlfleck auf dem Target. Deswegen müssen die Targets entsprechend groß und homogen sein.

Barium gehört zur Gruppe 2 (Erdalkalimetalle) des Periodensystems. Elemente dieser Gruppe sind chemisch extrem reaktiv und oxidieren sofort. Die Verwendung selbsttragender, metallischer Bariumtargets erfordert daher enormen Aufwand. Deswegen wurde im Experiment ein hoch angereichertes ($>99\%$) Material in der Form von $^{138}\text{BaCO}_3$ verwendet. Dabei handelt es sich um ein Pulver. Um eine homogene freitragende Targetfolie anzufertigen, wurde dieses Pulver mit einer Klebesubstanz (Polyvinylalkohol, PVA, $(\text{C}_2\text{H}_4\text{O})_n$) im Verhältnis 2 zu 3 gemischt, dann im Wasser aufgelöst und anschließend evaporiert. Die genaue Prozedur ist in [42] ausführlich beschrieben. Die so erhaltenen Targetfolien besaßen eine Dicke von knapp 2 mg/cm^2 . Die Hf-Targets wurden auf derselbe Weise hergestellt. Als Ausgangsmaterial diente HfO_2 .

PVA wird über seinen Polymerisationsgrad klassifiziert, und für die Targetherstellung ist nicht jede Form von PVA geeignet. Mit steigendem Polymerisationsgrad wird es weniger löslich im Wasser. Eine Mischung von PVA mit anderen anorganischen Stoffen wird allerdings mit steigender Polymerisation fester. Ein Polymerisationsgrad von 2000 gewährleistet gute Lösbarkeit des Pulvers im Wasser und Festigkeit hergestellter Targets.

Der Anteil an C und O im Target sollte sich auch im Spektrum widerspiegeln. Hier macht man sich zunutze, dass ^{12}C und ^{16}O sehr große negative Q-Werte (-17.3 MeV bzw. -15.4 MeV) für die ($^3\text{He},t$)-Reaktion haben, während die entsprechenden Q-Werte für ^{138}Ba und ^{180}Hf klein sind (-1.74 MeV bzw. -0.85 MeV). Im hier interessierenden Energiebereich unterhalb der Neutronenseparationsenergie in ^{138}La bzw. ^{180}Ta gibt es daher keine Beiträge im Spektrum

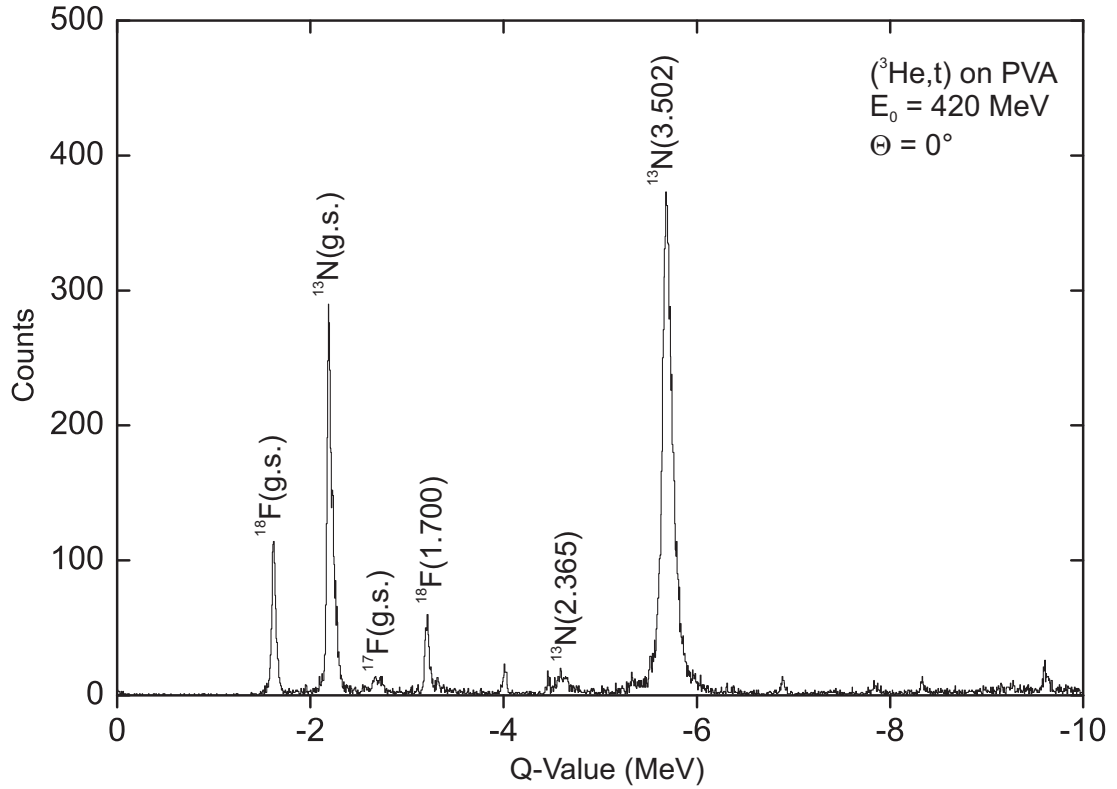


Abb. 3.1: Spektrum der ($^3\text{He},t$)-Reaktion an einem PVA-Target.

aus ($^3\text{He},t$)-Reaktionen an ^{12}C und ^{16}O . Allerdings liefern Reaktionen an den seltenen Isotopen ^{13}C , ^{17}O und ^{18}O einige Untergrundlinien, wie in einer Messung der ($^3\text{He},t$)-Reaktion an einem PVA-Target in Abb. 3.1 gezeigt. Diese Zustände wurden während der Analyse identifiziert und mit Hilfe einer Vergleichsmessung an einem reinen PVA-Target subtrahiert.

3.2 Grand Raiden Spektrometer

3.2.1 Layout

Das hochauflösende Magnetspektrometer mit dem Namen “Grand Raiden”² wird im RCNP für kernphysikalische Experimente am Ring-Zyklotron bei intermediären Energien betrieben. Es besitzt ausgezeichnete ionenoptische Eigenschaften.

²benannt nach einem berühmten Sumo-Ringer wegen seiner ziemlich großen Maße.

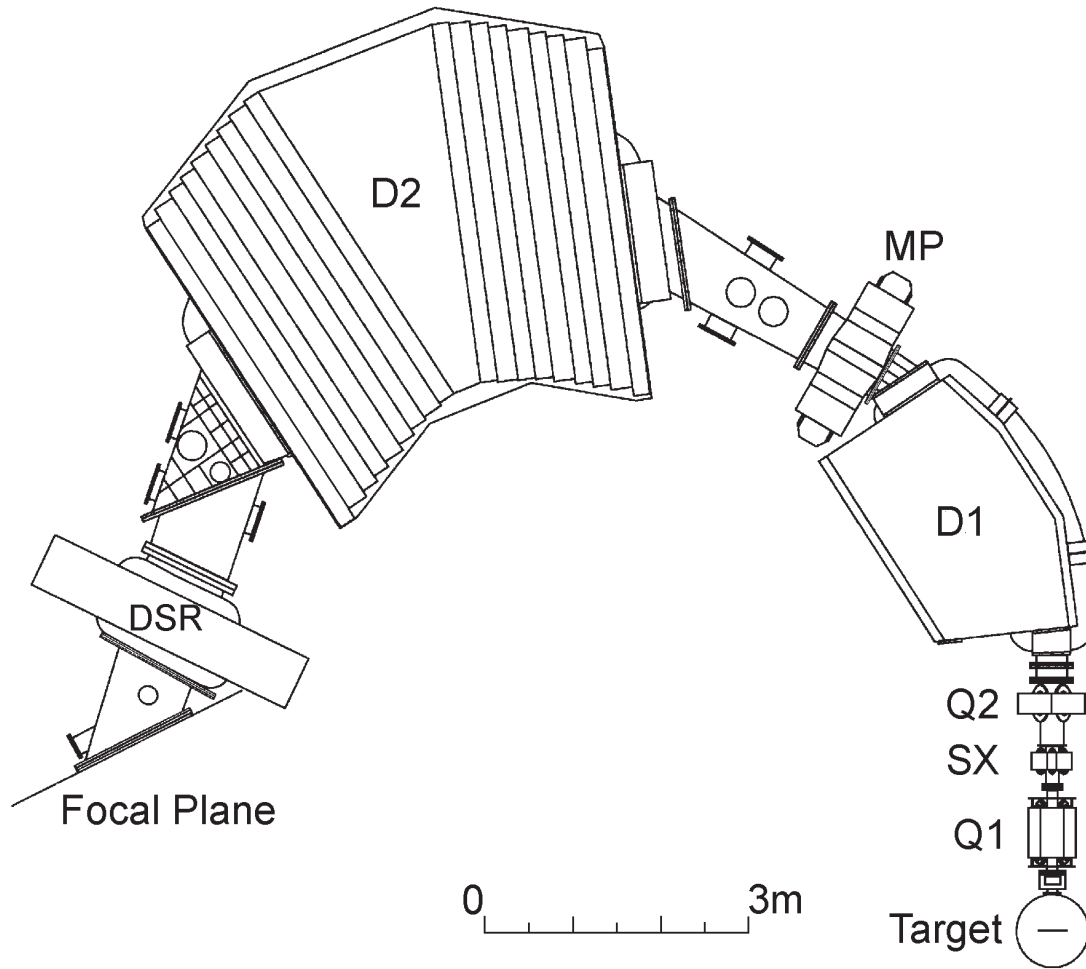


Abb. 3.2: Layout des Grand Raiden Spektrometers am RCNP. Aus [39].

ten, weil in seinem Design Korrekturen für Matrixelemente höherer Ordnung berücksichtigt wurden. Grand Raiden ist ein horizontales Spektrometer, dessen Dispersionsebene gleichzeitig die Reaktionsebene ist. Sein Layout ist schematisch in Abb. 3.2 gezeigt.

Es besteht aus zwei fokussierenden Quadrupolen ($Q1$, $Q2$), einem Sextupol (SX), einem Multipol (MP) und drei Dipolmagneten ($D1$, $D2$, DSR), die als Dispersionselemente dienen. Einer der Dipolmagneten, bezeichnet mit DSR , wird zur Messung von Spinrotationsparametern eingesetzt. Er wurde in diesem Experiment nicht benutzt. Im ersten Dipol $D1$ ist ein Faradaykäfig zur Bestimmung des Strahlstroms im ($^3\text{He}, t$)-Modus eingebaut. Die hohe magnetische Rigidität des Spektrometers von 54 kGm erlaubt die Messung der ($^3\text{He}, t$)-Reaktion bei 140 MeV/A mit hoher Energieauflösung. Der Multipolmagnet, dessen Feld Quadrupol-, Sextupol-, Oktupol- und Dekapolkomponenten beinhaltet, befindet

sich zwischen zwei Dipolmagneten am Ausgang von $D1$, um Aberrationen höherer Ordnung zu korrigieren. Der Sextupolmagnet zwischen den Quadrupolen dient ebenfalls für die Minimierung einiger ionenoptischer Beiträge höherer Ordnung. Die wichtigsten Designparameter des Grand Raiden Spektrometers [40] sind in Tab. 3.1 zusammengefasst.

Tab. 3.1: Parameter des Grand Raiden Spektrometers [40].

Radius des Zentralorbits	3 m
Totaler Ablenkwinkel	162°
Spektrometerwinkel	$0^\circ \div 90^\circ$
Länge der Fokalebene	150 cm
Maximale Rigidität	54 kG·m
Impulsakzeptanz	5%
Intrinsische Impulsauflösung ($\Delta p/p$)	$2.7 \cdot 10^{-5}$
Raumwinkelakzeptanz	~ 5.6 msr

3.2.2 Detektorsystem

Bei Verwendung von Magnetspektrometern werden die wichtigsten Reaktionsparameter wie Anregungsenergie oder Streuwinkel aus dem Auftreffort in der Fokalebene des Spektrometers bestimmt. Falls die Winkelakzeptanz des Spektrometers so groß ist, dass kinematische Korrekturen für eine gute Energieauflösung erforderlich sind, muss man eine komplette Rekonstruktion der Teilchenbahn durch das Spektrometer durchführen. Dies ist besonders wichtig, wenn mehrere Anpassungsbedingungen zwischen Strahlführung und Spektrometer gleichzeitig erfüllt werden sollen.

Das verwendete Detektorsystem erlaubt eine Bestimmung der Durchstoßpunkte und -Winkel in dispersiver (x_{fp}, θ_{fp}) und nichtdispersiver (y_{fp}, ϕ_{fp}) Richtung. Es ist in Abb. 3.3 dargestellt. Seine Arbeitsweise wird im folgenden kurz beschrieben. Weitere Einzelheiten kann man zum Beispiel in [40, 43, 44] finden.

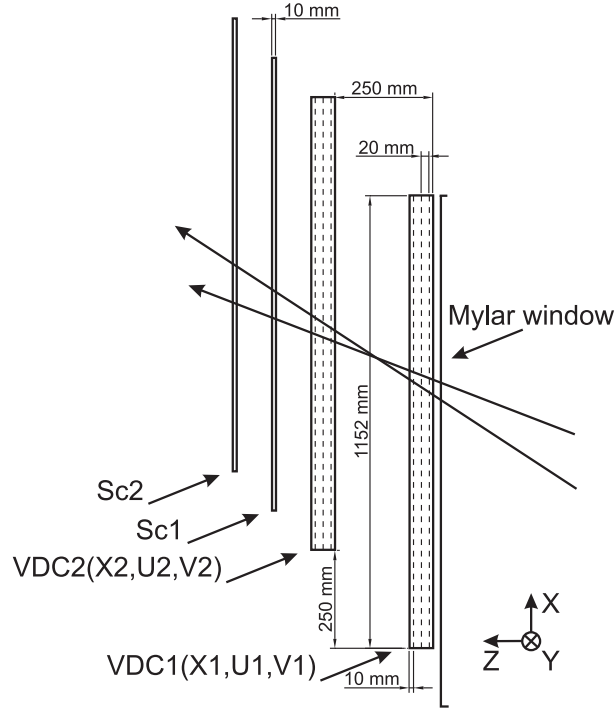


Abb. 3.3: Aufsicht des Detektorsystems am Grand Raiden Spektrometer. Es besteht aus zwei Sätzen von vertikalen Drahtkammern (VDC1, VDC2) und einem Triggersystem, bestehend aus zwei Plastiksintillatoren (Sc1, Sc2). Die Fokalebene des Spektrometers liegt in der ersten Drahtebene.

Man misst die vier Parameter $(x_{fp}, \theta_{fp}, y_{fp}, \phi_{fp})$ mit Hilfe zweier Sätze von vertikalen Driftkammern mit jeweils drei Anodendrahtebenen, die in Abb. 3.3 mit x , u und v bezeichnet sind. Die gestreuten Teilchen ionisieren Atome und Moleküle des Füllgases (40% Ar, 60% Isobutan) auf ihrem Weg durch die Kammer und produzieren dabei Ion-Elektronpaare. Über die Messung von Elektrondriftzeiten im elektrischen Feld der Kammer ist es dann möglich, die Teilchenbahnen in Richtung senkrecht zur Drahtebene zu rekonstruieren. Die Fokalebene von Grand Raiden liegt in der ersten Anodeebene. Die Drähte der x -Ebene sind vertikal angeordnet, d.h. senkrecht zur Medianebene des Spektrometers. Die u - und v -Anoden sind hingegen um einen Winkel von $\pm 48.2^\circ$ zur Vertikalrichtung geneigt. Die Ebenen $X1$ und $X2$ dienen demnach zur Bestimmung von x_{fp} und θ_{fp} , während $U1$ und $U2$ Durchstoßpunkt und Durchstoßwinkel in der um 48.2° zur Dispersiven geneigten Ebene wiedergeben. Die v -Drahtebene wurde in diesem Experiment nicht verwendet. Durch Kombination der Daten der x - und u -Ebenen erhält man y_{fp} und ϕ_{fp} . Obwohl jede Drahtkammer alleine alle Komponenten der Teilchenbahn

rekonstruieren kann, verbessert die gemeinsame Verwendung beider Kammern Orts- und Winkelauflösung erheblich.

Für eine Driftzeitmessung braucht man ein Zeitreferenzsignal, das von einem Triggersystem geliefert wird. Dieses befindet sich unmittelbar hinter den Drahtkammern und besteht aus zwei Szintillatoren. Die Auslese durch zwei Photovervielfacher an den Enden der Szintillatoren ermöglicht die Erzeugung eines ortsunabhängigen Zeitsignals. Dieses Triggersignal kann außerdem zur Untergrundunterdrückung in Flugzeitmessungen eingesetzt werden.

In den ($^3\text{He},t$)-Experimenten muss man einfach und zweifach ionisierte ^3He -Teilchen sowie Tritonen voneinander unterscheiden können, so dass die Teilchenidentifikation von großer Bedeutung ist. Diese realisiert man, wie in Kapitel 4.1 genauer dargestellt, mit demselben Triggersystem, indem man den Energieverlust ankommender Teilchen in beiden Szintillatoren misst.

Der Pulshöhensignal ΔE des Photovervielfachers ist ortsabhängig wegen der exponentiellen Lichtabschwächung im Szintillator. Eine Auslese an beiden Enden der Szintillatoren und Mittelung über die gemessenen Werte $\sqrt{\Delta E_l \Delta E_r}$ erlaubt die Extraktion eines ortsunabhängigen Signals.

3.3 Strahlführung zur Dispersionsanpassung

Das Hauptziel der neuen so genannten WS-Strahlführung [38, 39] ist die Implementierung von lateraler und Winkeldispersionsanpassung an das Grand Raiden Spektrometer. Die Strahlführung ist in Abb. 3.4 dargestellt. Sie besteht aus mehreren Dipol- und Quadrupolmagneten. Es gibt auch zwei Strahlpolarimeter, die an den Doppelfokuspunkten untergebracht sind. Das ganze System besteht aus fünf Sektionen mit Dipolen und/oder Quadrupolen, sowie einem speziellen Quadrupolmagneten $QM9S$. Jede Sektion erstreckt sich von einem Doppelfokuspunkt zum nächsten.

In der Sektion I wird der Strahl um 40° von der Primärbahn am Ausgang des Ring-Zyklotrons umgelenkt. Es wird zum ersten Doppelfokuspunkt transportiert, wo sich das Strahlpolarimeter $BLP1$ befindet. Die Sektion II lenkt die Teilchen

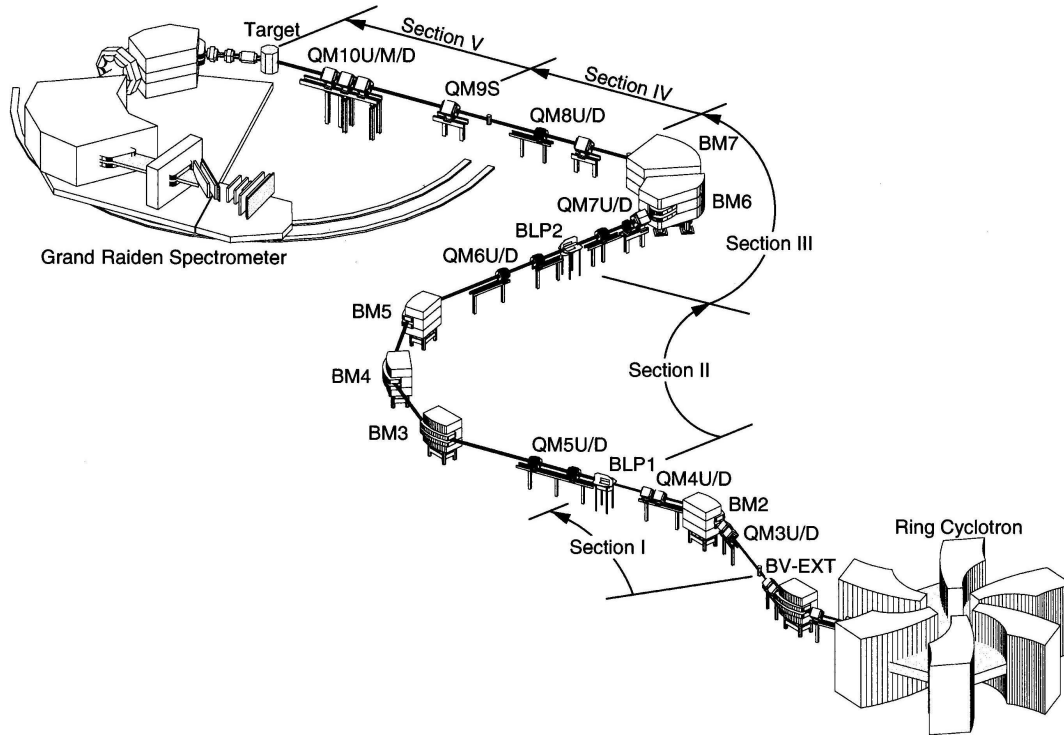


Abb. 3.4: WS-Strahlführung am RCNP [45].

um 115° nach rechts ab zum zweiten Doppelfokuspunkt, wo auch das zweite Strahlpolarimeter *BLP2* steht. Anschließend wird der Strahl um 115° nach links in die Sektion III abgelenkt, weil die weiteren zwei Strahlführungsteile gerade sind und den Strahl zum Target führen. Das Hauptzweck der Sektion IV ist die Erhöhung der von den vorherigen Elementen bewirkten Dispersion, um diese an die Eigenschaften des Grand Raiden Spektrometers anzupassen. Der Quadrupol *QM9S* befindet sich im vierten Doppelfokuspunkt und kann die Korrelation zwischen Impuls und horizontalem Strahlwinkel modifizieren, wobei die anderen ionenoptischen Parameter, wie die Dispersion, davon fast unberührt bleiben. Diese Korrektur erlaubt eine Winkeldispersionsanpassung unabhängig von anderen Strahleigenschaften. In der Sektion V wird der Strahl vom *QM9S* zum fünften und letzten Doppelfokuspunkt transportiert, an dem sich das Target befindet. Das Hauptziel dieser Sektion ist die Strahlfokussierung.

3.4 Experiment

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Gamow-Teller Stärkeverteilungen in ^{138}La und ^{180}Ta gemessen. Zu diesem Zweck wurden die Reaktionen $^{138}\text{Ba}(^3\text{He},t)^{138}\text{La}$ und $^{180}\text{Hf}(^3\text{He},t)^{180}\text{Ta}$ unter $\Theta = 0^\circ$ und bei der Strahlenergie von 140 MeV/A untersucht. Wegen der beschränkten zur Verfügung stehenden Messzeit wurden jeweils zwei ^{138}Ba - und ^{180}Hf -Targetfolien in den Targetrahmen eingesetzt. Die effektive Targetdicke von 4 mg/cm² führte zu einer leichten Verschlechterung der Energieauflösung gegenüber der maximal erreichbaren, die in schweren Kernen [33] ca. 50 keV (FWHM) beträgt. Die Auflösung lag aber immer noch in einem für die Zwecke des Experimentes akzeptablen Bereich.

Um die extrahierte GT Stärke kalibrieren zu können, wurden zusätzlich Messungen an einem ^{140}Ce - und einem ^{178}Hf -Target durchgeführt. Das ^{140}Ce -Target lag als metallische Folie mit einer Dicke von 2.8 mg/cm² vor, während mit einem ^{178}Hf -PVA-Target gemessen wurde, das nach der im Abschnitt 3.1 beschriebenen Methode gefertigt wurde. Die Messzeiten für jedes Target sind in der Tab. 3.2 zusammengefasst. Der Strahlstrom bei den Messungen betrug 7 - 15 nA. In dem Experiment wurden Fokusanpassung, laterale Dispersionsanpassung und Winkeldispersionsanpassung [38] eingesetzt, was in einer Energieauflösung von $\Delta E = 75$ keV (FWHM) resultierte.

Tab. 3.2: Messzeiten für jedes Target im Experiment.

^{138}Ba	13 Stunden
^{180}Hf	12 Stunden
^{140}Ce	6 Stunden
^{178}Hf	9 Stunden

4 Datenauswertung

Alle Phasen der Datenauswertung werden in diesem Kapitel am Beispiel der $^{138}\text{Ba}(^3\text{He},\text{t})^{138}\text{La}$ Reaktion vorgestellt. Die Analyse für alle anderen untersuchten Targets (^{140}Ce , $^{178,180}\text{Hf}$) erfolgte in gleicher Weise.

4.1 Teilchenidentifikation

Bei der Messung der $(^3\text{He},\text{t})$ -Reaktion treten verschiedene Teilchen (t , $^3\text{He}^+$, $^3\text{He}^{++}$) in der Fokalebene des Detektorsystems auf. In einem konstanten magnetischen Feld des Magneten ist die Lorentzkraft gleich der Zentrifugalkraft und somit

$$\frac{mv^2}{\rho} = qvB \rightarrow B\rho = \frac{mv}{q}, \quad (4.1)$$

wobei m , q und v Masse, Ladung und Geschwindigkeit des Teilchens sind und ρ Radius des Orbits. Gemäß Gl. (4.1) besitzen Teilchen mit gleichem mv/q gleiches ρ . Das Magnetfeld B wurde so eingestellt, um Tritonen in der Fokalebene für $(^3\text{He},\text{t})$ -Reaktion zu detektieren. Einmal ionisierte $^3\text{He}^+$ Teilchen, welche in atomaren Ladungsaustauschreaktionen im Target entstehen [46], besitzen ein ähnliches Verhältnis mv/q . Da der Energieverlust in einer atomaren Reaktion vernachlässigbar klein ist, ist die Energie von $^3\text{He}^+$ Teilchen fast gleich der von $^3\text{He}^{++}$, also 420 MeV.

Um die im Spektrometer nachgewiesenen Teilchen identifizieren zu können, standen zwei Szintillatoren direkt hinter den Drahtkammern (siehe Abb. 3.3) zur Verfügung, die in Koinzidenz miteinander verwendet wurden. Die Teilchen wurden über ihre Energieverlustsignale ΔE in diesen Szintillatoren identifiziert. Der Energieverlust eines geladenen Teilchens im Szintillator wird durch die Bethe-Formel [47] gut beschrieben:

$$\Delta E \sim \frac{Z^2}{v^2} = Z^2 \cdot \left(\frac{m}{qB\rho}\right)^2 \sim \frac{Z^2 m^2}{q^2}. \quad (4.2)$$

Hierbei ist Z die Kernladungszahl. Tritonen und $^3\text{He}^+$ besitzen gleiches m und q . Die Energieverlustdifferenz wird somit durch Z definiert. Deswegen ist das

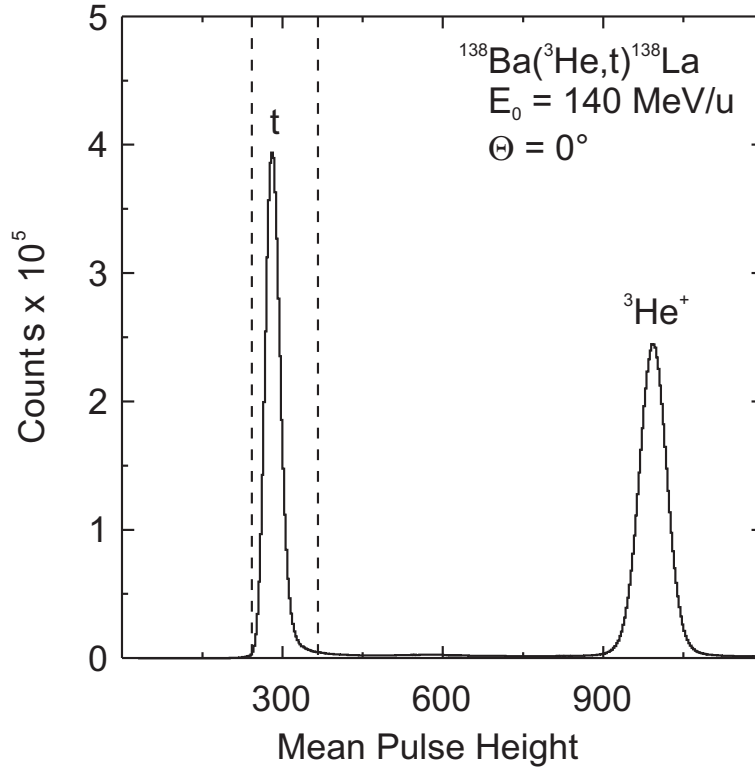


Abb. 4.1: Mittlere Pulshöhe ($\sqrt{\Delta E_l \Delta E_r}$) im ersten Szintillator bei der $^{138}\text{Ba}(^3\text{He},t)^{138}\text{La}$ Reaktion. Die gestrichelten Schranken auf die Tritonenlinie bestimmen den Bereich für die weitere Analyse.

Verhältnis in den Energieverlusten für diese zwei Teilchen bei gleicher Energie etwa 1:4.

Ein Beispiel eines Pulshöhenspektrums im ersten Szintillator ist in Abb. 4.1 gezeigt. Es sind zwei Peaks zu erkennen. Einer davon entspricht Tritonen und der zweite den einmal ionisierten ^3He Teilchen. Man kann sehen, dass die beiden Teilchenarten sehr gut voneinander getrennt sind. Für die weitere Analyse sind nur Tritonenereignisse von Interesse, deswegen legt man die Bedingung fest, dass nur die Ereignisse analysiert werden müssen, die zwischen den gesetzten Schranken liegen. Dasselbe gilt auch für den zweiten Szintillator.

4.2 Korrektur der Linienform

Auch bei einer Anpassung der Dispersion zwischen dem Spektrometer und der Strahlführung braucht man eine zusätzliche Korrektur in der Offline-Analyse, um eine gute Energieauflösung zu erhalten. Die Notwendigkeit dieser Korrektur ist darauf zurückzuführen, dass die Dispersionsanpassungen nur Effekte erster Ordnung kompensieren, aber Matrixelemente höherer Ordnung auch eine Rolle in den Abbildungseigenschaften des Systems spielen. Auch Sättigungseffekte der Spektrometerdipolmagnete können zusätzliche Aberrationen erzeugen. Diese sollen normalerweise vom Multipolmagneten (MP) des Spektrometers (siehe Abb. 3.2) korrigiert werden, doch sein magnetisches Feld war nicht ausreichend dimensioniert für Tritonen bei 140 MeV/A.

Den Einfluss all dieser Faktoren kann man in Abb. 4.2 erkennen. Im oberen Teil ist ein Online-Spektrum der $^{138}\text{Ba}(^3\text{He},t)^{138}\text{La}$ Reaktion dargestellt. Obwohl Fokusanpassung und Dispersionsanpassung realisiert wurden, besaß das Spektrum nur eine Auflösung von ca. 200 keV (FWHM). Bei dieser Auflösung überlagern sich Anregungen in ^{138}La mit denen aus dem PVA-Anteil des Targets ziemlich stark, und die Linienform hängt vom Ort auf der Fokalebene ab. Die Beseitigung des PVA-Untergrunds wäre unter solchen Bedingungen sehr kompliziert.

Die Ursache dieser begrenzten Auflösung lässt sich aus Abb. 4.3 leicht verstehen. Im oberen Teil des Bildes (links) sind die typischen Linienformen in der $x_{fp} - \Theta$ Projektion dargestellt. Man erkennt eine starke Θ -Abhängigkeit des Durchstoßpunktes, aus dem die Energie bestimmt wird. Den gleichen Effekt, obwohl weniger ausgeprägt, erkennt man in der $x_{fp} - y_{fp}$ Projektion, welche im oberen Teil der Abb. 4.3 (rechts) zu sehen ist. Um eine gute Energieauflösung zu erreichen, müssen die Linien in beiden Projektionen gerade sein. Die Software-Korrektur muss zuerst für die $x_{fp} - \Theta$ Projektion vorgenommen werden, denn die Krümmung ist dort größer.

Die Umrechnung von x_{fp} in x'_{fp} erfolgt durch Anpassung eines Polynoms an die Abhängigkeit x_{fp} von Θ mit $x'_{fp} = x_{fp}(\Theta = 0)$ für jede Linie. Die beste Auflösung wurde mit einem Polynom zweiter Ordnung erreicht. Man muss allerdings beachten, dass die Parameter des Polynoms von x_{fp} abhängig sind, d.h. die Korrektur muss an mehreren Stellen längs der Fokalebene durchgeführt werden. Dieselbe

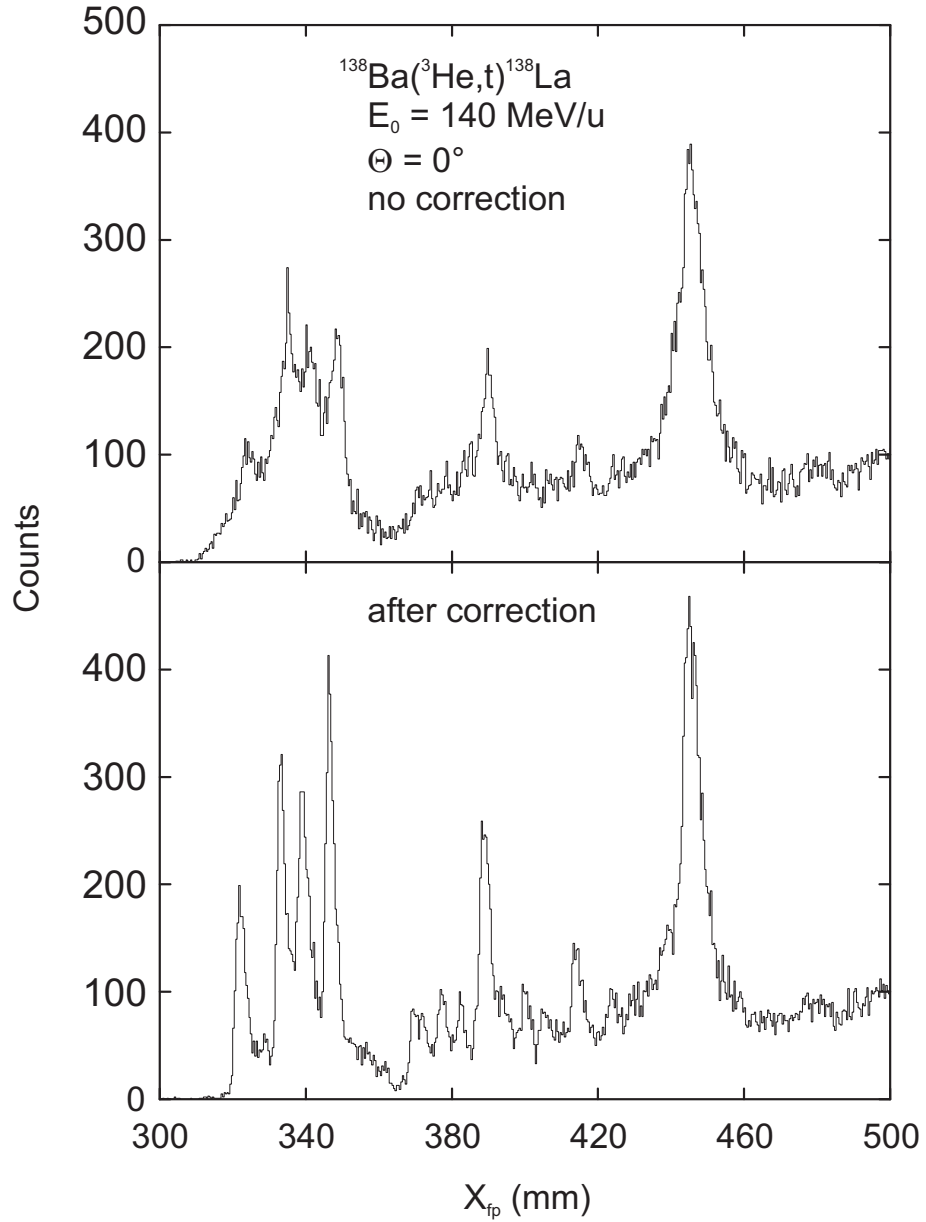


Abb. 4.2: Ausschnitt aus dem Spektrum der $^{138}\text{Ba}(^3\text{He},t)^{138}\text{La}$ Reaktion unter $\Theta = 0^\circ$ und $E_0 = 140 \text{ MeV/A}$ als Funktion des Durchstoßpunktes X_{fp} bevor (oben) und nach (unten) der im Text beschriebenen Softwarekorrektur.

Prozedur wird dann für die $x_{fp} - y_{fp}$ Projektion durchgeführt. Die Resultate sind im unteren Teil der Abb. 4.3 gezeigt. Dementsprechend verbessert sich die Auflösung in x_{fp} erheblich (siehe unterer Teil von Abb. 4.2).

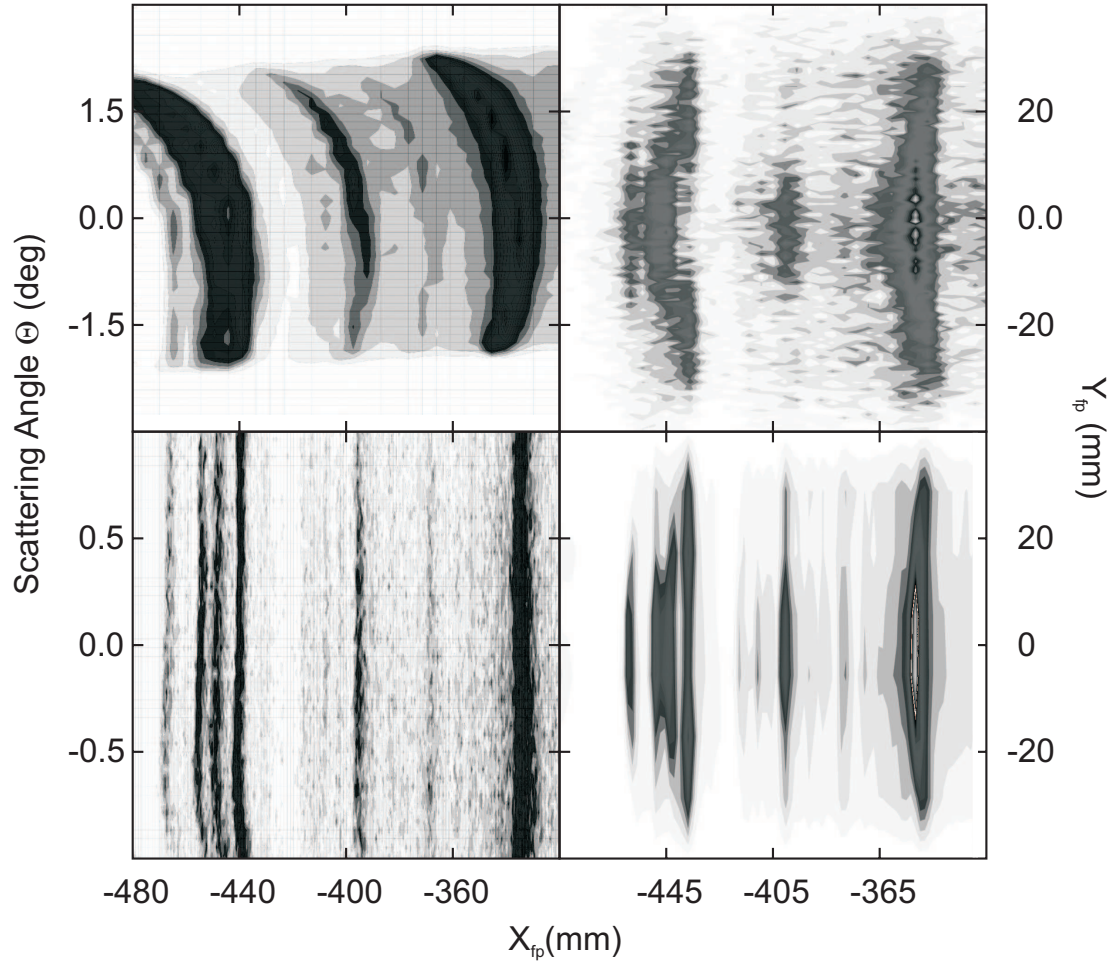


Abb. 4.3: Zweidimensionale Histogramme des horizontalen Durchstoßpunktes x_{fp} und des horizontalen Streuwinkels Θ (links), bzw. des vertikalen Durchstoßpunktes y_{fp} (rechts) vor (oben) und nach (unten) der im Text beschriebenen Softwarekorrektur.

4.3 Energieeichung

Nach Durchführung der Softwarekorrekturen können die Tritonenenergien und daraus die Anregungsenergien in ^{138}La direkt aus dem Parameter x'_{fp} extrahiert werden. Zur Absoluteichung ist die Identifikation bekannter Übergänge im Spektrum notwendig. Da die Reaktion selektiv auf Gamow-Teller Übergänge ist, erwartet man im Spektrum Zustände mit $J^\pi = 1^+$ in ^{138}La sowie $\Delta L = 0$, $\Delta S = 1$ Übergänge aus den ^{13}C -, $^{17,18}\text{O}$ -Kernen. Mit Hilfe von [48] war es möglich im niederenergetischen Bereich alle Linien zu identifizieren. Für die Energieeichung

Tab. 4.1: Für die Energieeichung verwendete Zustände.

Tochterkern	Q-Wert (keV)	Anregungsenergie (keV)
^{18}F	-1655	0
^{138}La	-1738	293
^{13}N	-2220	0
^{138}La	-1738	1733
^{13}N	-2220	3502

wurden die in Tab. 4.1 angegebenen Zustände verwendet. Die unterschiedliche Kinematik durch die Abhängigkeit der Rückstoßkorrektur von der Masse des Targetkerns wurde mit Hilfe des Programms KINMAT [49] berücksichtigt.

Für die Eichung wurde eine Abhängigkeit der Anregungsenergie E_x von x'_{fp} in Form eines Polynoms angenommen. Das beste χ^2 pro Freiheitsgrad ergab sich für einen linearen Zusammenhang. Die Lage der bekannten Linien stimmt mit einer Genauigkeit von ± 10 keV mit den Sollwerten [48] überein. Da bei der Eichung nur niederenergetische Zustände verwendet wurden, kann es bei Extrapolation dieser Eichung auf die höheren Anregungsenergien zu einem gewissen systematischen Fehler kommen. Im Bereich der Teilchenseparationsschwelle ist dieser Fehler aber nicht größer als 20 keV. Außerdem sind in jenem Bereich schon keine Zustände mehr aufzulösen.

4.4 Subtraktion des Untergrunds aus dem Target

Wegen der speziellen Herstellungsweise (siehe Kap. 3.1) enthielten die im Experiment verwendeten Targets außer ^{138}Ba und ^{180}Hf auch Beimischungen von $^{12,13}\text{C}$ und $^{16,17,18}\text{O}$. Beiträge der beiden häufigsten Isotope ^{12}C und ^{16}O tragen aufgrund der großen Reaktions-Q-Werte erst ab 12 MeV Anregungsenergie zu den Spektren bei. Zustände aus der $(^3\text{He},t)$ -Reaktion an den drei restlichen Isotopen tauchen

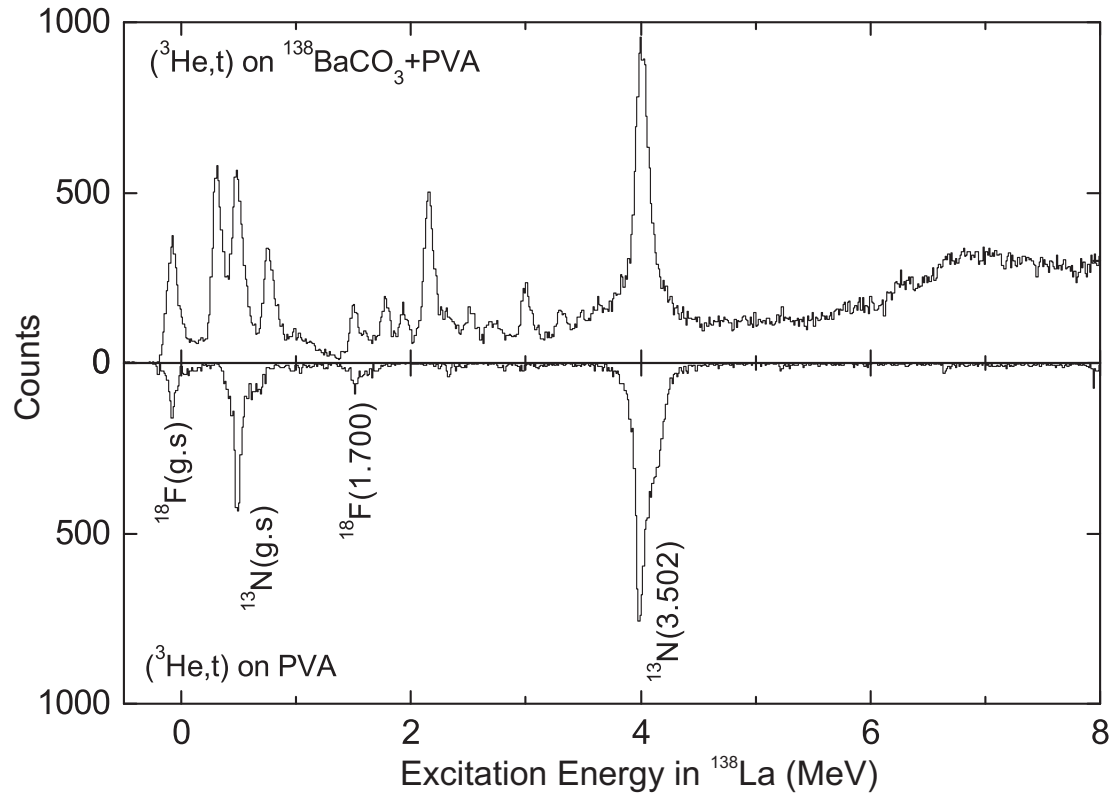


Abb. 4.4: Oben: Spektrum der $^{138}\text{Ba}(^3\text{He},t)^{138}\text{La}$ Reaktion bei $E_0 = 140 \text{ MeV/A}$ und $\Theta = 0^\circ - 0.5^\circ$. Das Target bestand aus $^{138}\text{BaCO}_3$ aufgelöst in PVA. Unten: Spektrum der $(^3\text{He},t)$ -Reaktion an einem reinen PVA-Target.

dagegen im relevanten Anregungsenergiebereich auf. Dieser Anteil des Spektrums muss vor der weiteren Analyse abgezogen werden.

Um die aus Reaktionen am PVA stammende Peaks eindeutig zu identifizieren, wurde ein Spektrum der $(^3\text{He},t)$ -Reaktion an einem reinen PVA-Target unter den gleichen kinematischen Bedingungen aufgenommen. Aus diesem Spektrum wurde die Lage der Zustände sowie ihre Linienform bestimmt. Diese Zustände wurden bei der Entfaltung des Spektrums berücksichtigt und die resultierenden Linieninhalte abgezogen. Abbildung 4.4 zeigt den Vergleich der zwei Spektren. Im oberen Teil ist das Spektrum der $(^3\text{He},t)$ -Reaktion an dem $^{138}\text{BaCO}_3 + \text{PVA}$ Target gezeigt. Das Spektrum unten stellt die Messung der $(^3\text{He},t)$ -Reaktion an einem reinen PVA-Target dar. Der Unterschied in den relativen Intensitäten der ^{13}N - und ^{18}F -Linien erklärt sich durch Verwendung von Barium-Karbonat ($^{138}\text{BaCO}_3$), die die effektive Targetmasse von ^{18}O gegenüber ^{13}C erhöht, und wurde bei der Subtraktion entsprechend korrigiert.

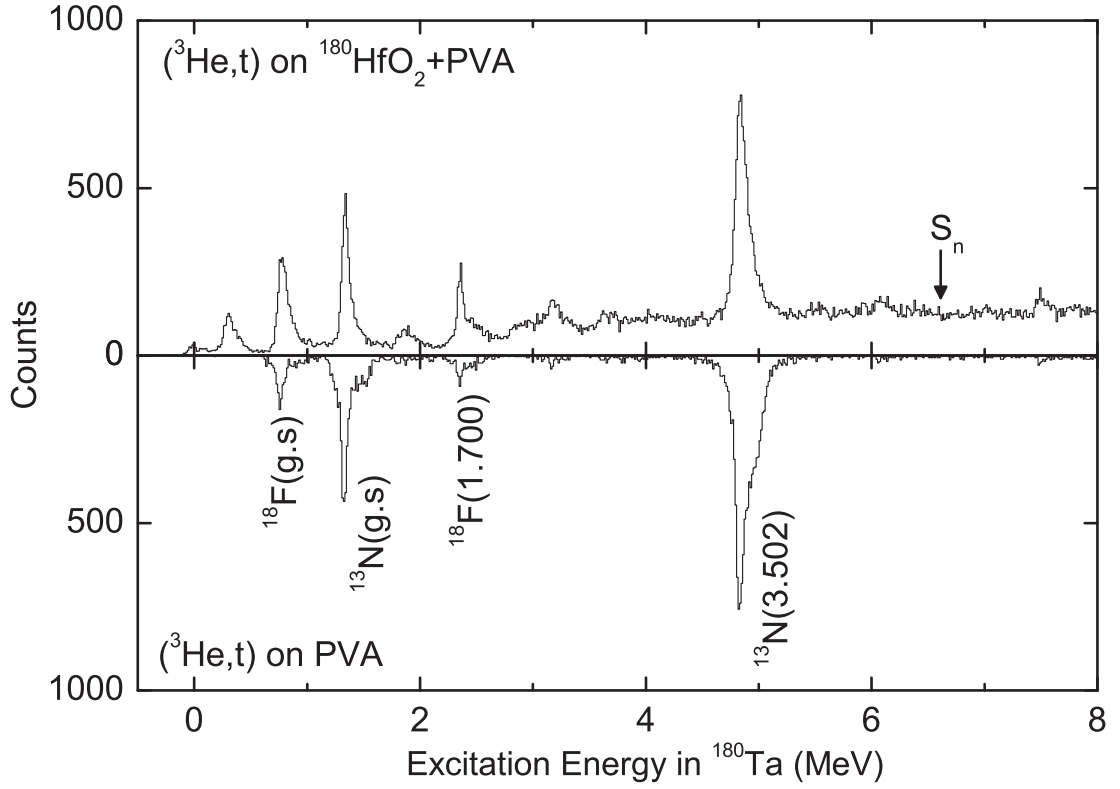


Abb. 4.5: Oben: Spektrum der $^{180}\text{Hf}(^3\text{He},t)^{180}\text{Ta}$ Reaktion bei $E_0 = 140 \text{ MeV/A}$ und $\Theta = 0^\circ - 0.5^\circ$. Das Target bestand aus $^{180}\text{HfO}_2$ aufgelöst im PVA. Unten: Spektrum der $(^3\text{He},t)$ -Reaktion an einem reinen PVA-Target.

Das korrigierte Anregungsenergiespektrum von ^{180}Ta ist in Abb. 4.5 gegen das PVA Spektrum aufgetragen. In diesem Spektrum, genauso wie im Falle des ^{138}La wurden nur die Ereignisse im Winkelbereich $\Theta = 0^\circ - 0.5^\circ$ gesammelt, weil unter diesen extremen Vorwärtswinkeln GT-Übergänge dominieren. Da ^{180}Ta ein ungerade-ungerade und wohl deformierter Kern ist, konnten im Spektrum nur der Grundzustand und der erste 1^+ Zustand bei $E_x = 320 \text{ keV}$ aufgelöst werden. Bei höheren Anregungsenergien ist die Niveaudichte so groß, dass keine einzelne Zustände in ^{180}Ta aufzulösen waren. Alle anderen Linien stammen aus dem PVA-Anteil des Targets. Das unterschiedliche Verhältnis von $^{13}\text{N}/^{18}\text{F}$ Linien ist durch Verwendung von $^{180}\text{HfO}_2$ -Material zu erklären, die die effektive Targetmasse von ^{18}O gegenüber ^{13}C erhöht.

4.5 Extraktion der Gamow-Teller Stärke

Wie in [20] zum ersten Mal gezeigt wurde, kann man die GT-Stärke in Ladungsaustauschreaktionen aus dem 0° -Wirkungsquerschnitt berechnen [siehe Gl. (2.4)]. Diese Beziehung ist für die $(^3\text{He}, t)$ -Reaktion für Werte $B(\text{GT}_-)\uparrow \approx 0.05$ gut erfüllt [27]. Sie lässt sich aber leider nicht direkt für die Analyse dieses Experimentes anwenden. Die Dispersionsanpassung macht eine genaue Bestimmung des Raumwinkels und damit des absoluten Wirkungsquerschnitts unmöglich. Deswegen braucht man einen Referenzwert von $B(\text{GT}_-)\uparrow$ für einen der beobachteten Übergänge, um die Beziehung (2.4) weiterhin benutzen zu können. Üblicherweise wird dieser Wert aus dem β -Zerfall in den Grundzustand [50] unter Verwendung der Beziehung (2.6) gewonnen. Jedoch sind Spin und Parität des Grundzustandes [48] in ^{138}La $J^\pi = 5^+$. Der Zerfall in den Grundzustand von ^{138}Ba ist somit vierfach verboten und der Übergang im Spektrum nicht zu sehen. Alternativ kann man untersuchen, wie sich der Einheits-Wirkungsquerschnitt mit der Massenzahl A ändert.

Systematische Studien der (p, n) -Reaktion bei intermediären Energien [20] haben jedoch gezeigt, dass die Größe des Einheits-Wirkungsquerschnittes von einem Isotop zum anderen bis zu 50% variieren kann. Man findet allerdings eine Korrelation in der Massenzahlabhängigkeit vom Verhältnis von $\hat{\sigma}_{GT}$ und $\hat{\sigma}_F$, wie in Abb. 4.6 exemplarisch für drei Paare von Gamow-Teller und Fermi Einheits-Wirkungsquerschnitte gezeigt ist. Diese Tatsache macht es sinnvoll, einen so genannten R^2 -Wert einzuführen, der folgendermaßen definiert ist

$$R^2(A) = \frac{\hat{\sigma}_{GT}(0^\circ)}{\hat{\sigma}_F(0^\circ)} = \frac{\sigma_{GT}(0^\circ)}{B(\text{GT}_-)\uparrow} \bigg/ \frac{\sigma_F(0^\circ)}{B(F)} . \quad (4.3)$$

Die Massenzahlabhängigkeit dieser Größe ist eine glatte Kurve, die für Werte $A > 100$ im Rahmen der Fehlerbalken konstant bleibt [51]. Der andere Vorteil dieser Methode ist, dass man keine experimentellen Korrekturen wie Totzeit oder Effizienz des Detektorsystems berücksichtigen muss, denn diese sind für Gamow-Teller und Fermi Übergänge in einem Spektrum identisch und gehen daher in das Verhältnis nicht ein.

Zu den bereits bekannten Punkten von R^2 für die $(^3\text{He}, t)$ -Reaktion [51] wurden im Rahmen dieser Arbeit noch zwei Punkte mit Massenzahlen in der Nähe der hier

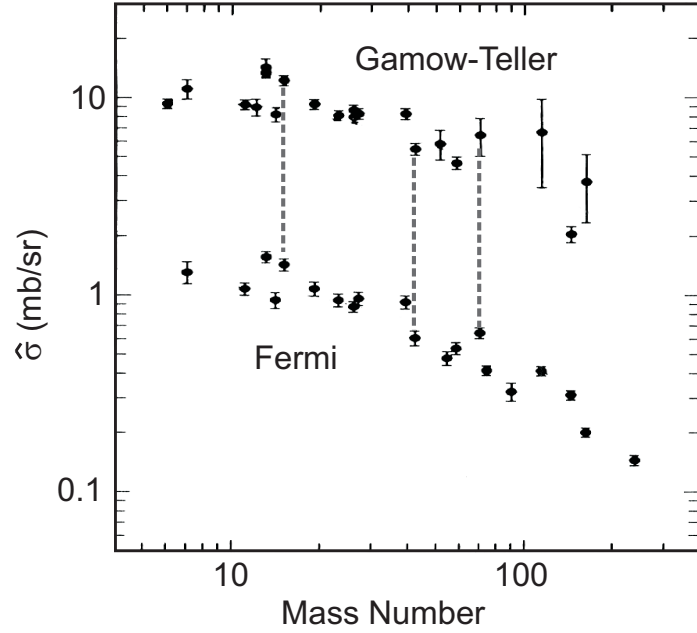


Abb. 4.6: Massenzahlabhängigkeit des Gamow-Teller und Fermi Einheits-Wirkungsquerschnittes (aus [20]). Die gestrichelten Linien verbinden beispielhaft Gamow-Teller und Fermi Einheits-Wirkungsquerschnitte, die jeweils zum gleichen Kern gehören.

untersuchten Isotope gemessen. Der erste wurde aus der $^{140}\text{Ce}(^3\text{He},t)^{140}\text{Pr}$ Reaktion extrahiert und diente der Bestimmung der GT-Stärke in ^{138}La . Der zweite ergab sich aus der $^{178}\text{Hf}(^3\text{He},t)^{178}\text{Ta}$ Reaktion und wurde für die Berechnung der Stärke in ^{180}Ta verwendet.

Als Beispiel ist das aufgenommene ^{140}Pr Spektrum in Abb. 4.7 zu sehen. Um eine gute Trennung der GT-Stärke von den Beiträgen mit $\Delta L \neq 0$ zu erhalten, muss man einen möglichst schmalen Winkelbereich um 0° analysieren; allerdings wächst hierdurch der statistische Fehler. Deswegen wurden für die Extraktion der GT-Stärke als Kompromiss in allen gemessenen Kernen ein Winkelbereich $\Theta = 0^\circ - 0.5^\circ$ analysiert. Um aus diesem Spektrum den R^2 -Wert für die Massenzahl $A = 140$ zu extrahieren, muss man alle vier Größen, die im rechten Teil der Gleichung (4.3) vorkommen, kennen. Die Flächen unter den Linien für den Grundzustand und den isobaren Analogzustand wurden mit Hilfe des Programms FIT [52,53] ermittelt. Die B(GT)-Stärke für den Grundzustand kann man aus dem Literaturwert [48] von $\log(ft)$ für den entsprechenden β -Zerfall berechnen. Der

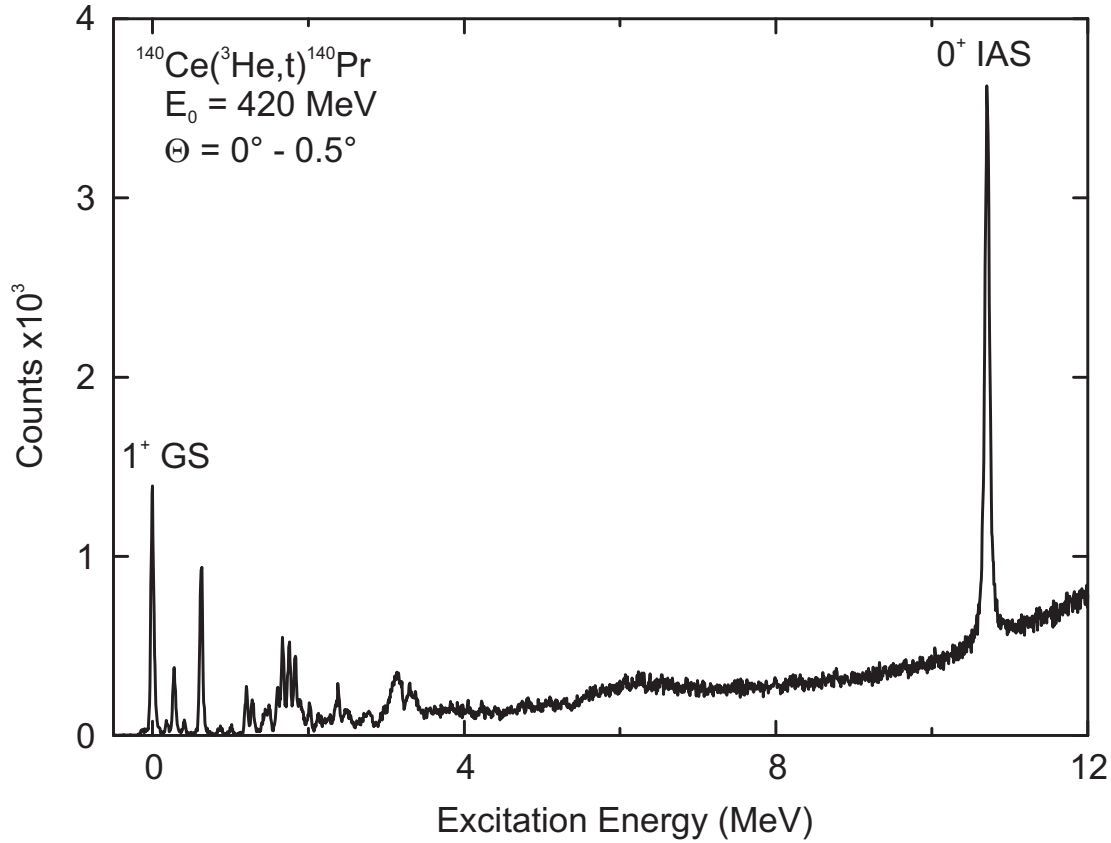


Abb. 4.7: Anregungsenergiespektrum der $^{140}\text{Ce}(^3\text{He},t)^{140}\text{Pr}$ Reaktion.

Zusammenhang zwischen diesen zwei Größen ist gegeben durch

$$f(1 + \delta_R)t = \frac{K}{(1 - \delta_C)B(F) + \left(\frac{g_A}{g_V}\right)^2 B(GT_+) \downarrow}, \quad (4.4)$$

wobei δ_R und δ_C kernabhängige Strahlungs- bzw. Coulombkorrekturen sind, $K = 6144.6 \pm 4.0$ s und $g_A/g_V = -1.266 \pm 0.004$ (siehe [54]).

Der Fermi-Übergang ist verboten, da der Grundzustand von ^{140}Ce Spin und Parität 0^+ hat, während der von ^{140}Pr Spin und Parität 1^+ besitzt. Deswegen ist das erste Glied im Nenner der Formel (4.4) gleich Null für den Übergang Grundzustand zu Grundzustand. Die Fermi-Stärke ist völlig in einem so genannten isobaren Analogzustand (*Isobaric Analog State*, IAS) akkumuliert. Für das Übergangsmatrixelement wird eine vollständige Ausschöpfung der Summenregel $B(F) = N - Z$ angenommen, wobei N die Neutronenzahl darstellt. Die so gewonnenen Werte waren $R^2(140) = 11.57 \pm 0.22$ und $R^2(178) = 12.07 \pm 0.39$.

Die erhaltenen Ergebnisse wurden auch mit den bereits für die $(^3\text{He},t)$ -Reaktion

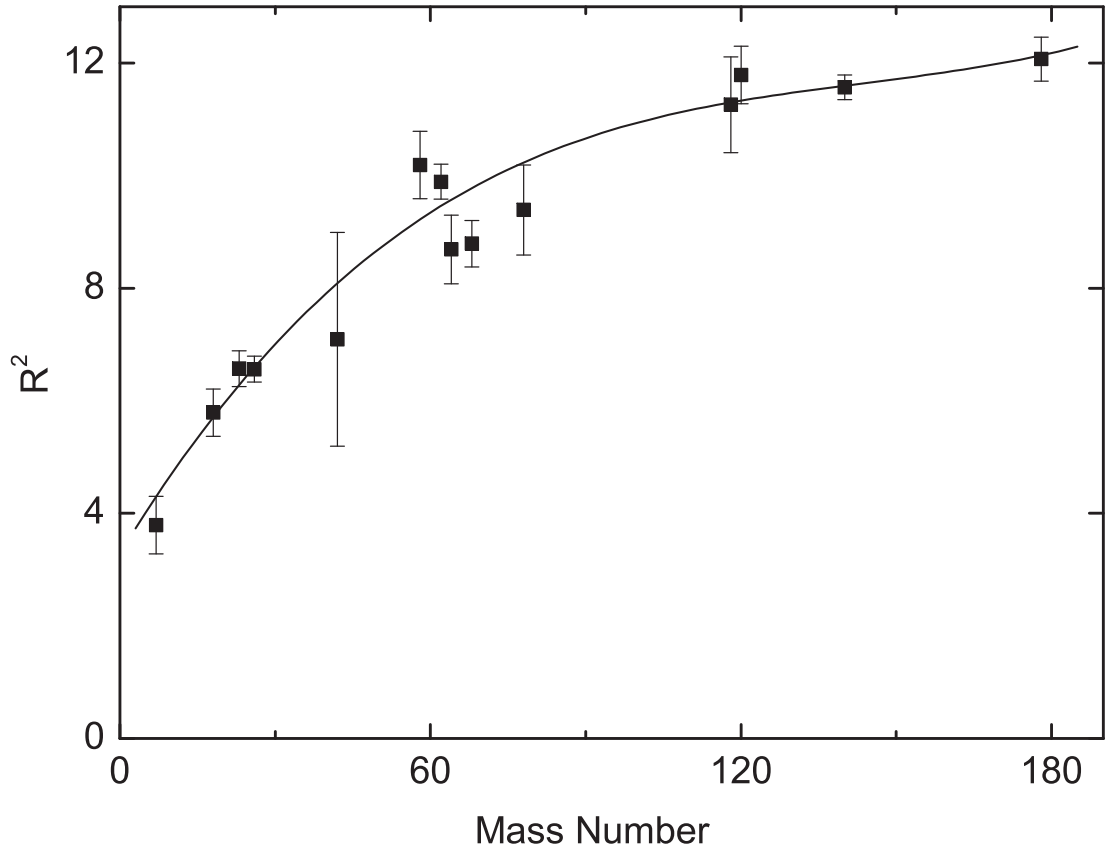


Abb. 4.8: Abhängigkeit des R^2 -Wertes von der Massenzahl A für die $(^3\text{He}, t)$ -Reaktion unter $\Theta = 0^\circ$ und $E_0 = 140 \text{ MeV}/A$. Die durchgezogene Linie stellt ein Fit des Polynoms dritter Ordnung ($R^2 = 3.2866 + 0.151A - 9.7446 \cdot 10^{-4}A^2 + 2.2743 \cdot 10^{-6}A^3$) dar.

gewonnenen Daten [51] zusammengefasst, und an die Polynome verschiedener Ordnung angepasst. Das beste χ^2 pro Freiheitsgrad ergab sich für ein Polynom dritter Ordnung. Die Datenpunkte und die Anpassung sind in Abb. 4.8 dargestellt. Obwohl es eine gewisse Abweichung der Anpassungskurve von den Datenpunkten im Massenzahlbereich $A \sim 60$ gibt, sind alle Werte für die schwereren Kerne im Rahmen ihrer Fehler mit der Kurve verträglich. Die Abweichungen sind vermutlich auf die am Ende von Kapitel 2.2 diskutierten Effekte zurückzuführen [25]. Für die Extraktion der GT-Stärke wurden somit die aus der Fitkurve resultierenden Werte $R^2(138) = 11.57$ und $R^2(180) = 12.18$ benutzt.

Man muss jedoch festhalten, dass die glatte Massenzahlabhängigkeit von R^2 ein rein empirisches Befund ist. Die Unsicherheit der so extrahierten $B(\text{GT})$ -Werte wird deshalb konservativ zu $\pm 20\%$ abgeschätzt. Dieser Fehler enthält auch mögli-

che $L > 0$ Beiträge in den gemessenen Wirkungsquerschnitten, welche durch die Wiederholung der Analyse für Winkelschnitte $0^\circ - 0.2^\circ$ und $0^\circ - 0.8^\circ$ abgeschätzt werden können, da sich das Verhältnis von $L = 0$ zu $L > 0$ Beiträgen bei Integration über verschiedene Winkelbereiche ändert. Man findet eine obere Grenze von maximal 5% für $L > 0$ Wirkungsquerschnitte.

5 Ergebnisse

5.1 Gamow-Teller Stärkeverteilungen in ^{138}La und ^{180}Ta

Die mit der in Kap. 4.5 beschriebenen Methode extrahierte Gamow-Teller Stärkeverteilung in ^{138}La ist in Abb. 5.1 (oben) zu sehen. Der niederenergetische Teil besteht aus einzelnen aufgelösten Linien. Trotz einer guten Energieauflösung von ~ 75 keV (FWHM) war die Niveaudichte oberhalb 3.5 MeV so hoch, dass keine Zustände mehr aufgelöst werden können. Dort wurde die Stärke in Bins von 100 keV berechnet. Die entsprechende theoretische Verteilung, die für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts der $^{138}\text{Ba}(\nu_e, e)^{138}\text{La}$ Reaktion in [3] verwendet wurde, ist in Abb. 5.1 (unten) dargestellt. Der Vergleich zeigt eine starke Fragmentierung der experimentellen Stärke im Gegensatz zu den theoretischen Rechnungen, deren Stärke auf wenige Übergänge verteilt ist. Eine realistische Beschreibung von Spin-Isospin Riesenresonanzen erfordert die Einbeziehung von

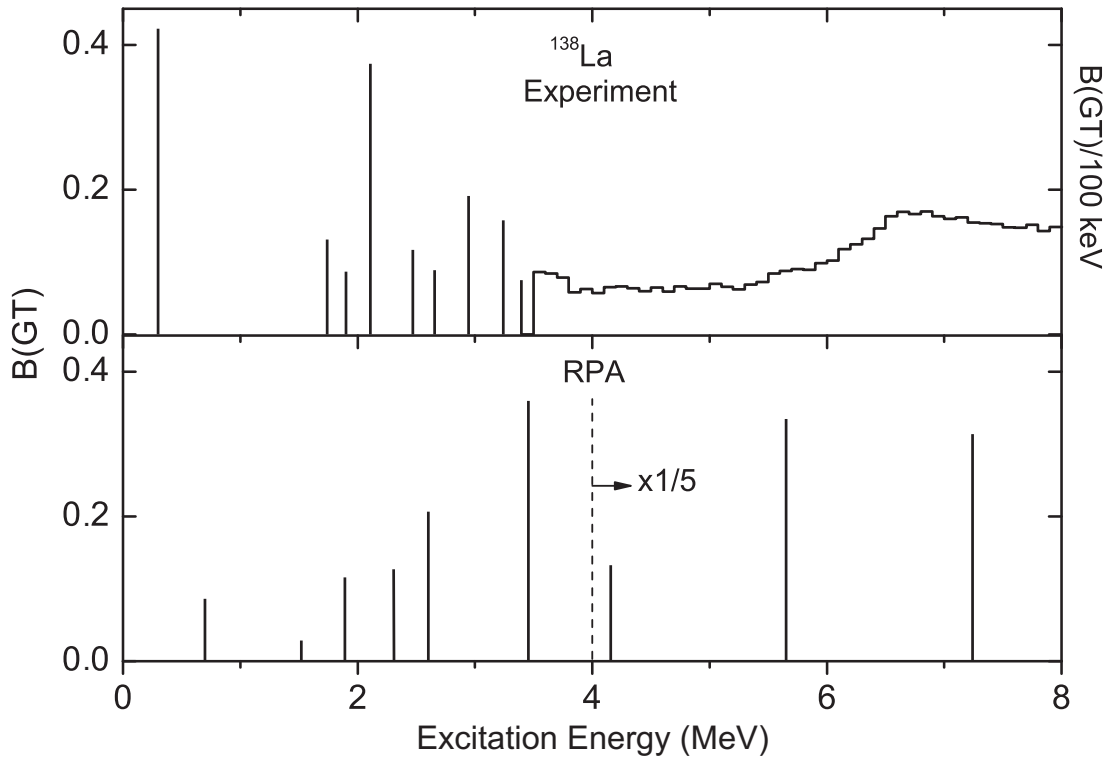


Abb. 5.1: GT Stärkeverteilungen in ^{138}La . Oben: aus dem $(^3\text{He}, t)$ -Experiment. Unten: RPA Rechnungen, die in [3] verwendet wurden.

Mehrteilchen-Mehrlochkonfigurationen (siehe z.B. [33]).

Für die hier untersuchten astrophysikalischen Fragestellungen ist es günstiger, die kumulative B(GT)-Stärke unterhalb der Teilchenseparationsschwelle zu betrachten. Die entsprechenden Summenstärken als Funktion der Anregungsenergie sind in Abb. 5.2 gezeigt.

Die gesamte experimentelle GT-Stärke bis zur Neutronseparationsschwelle beträgt für ^{138}La $B(\text{GT}) = 5.8(1.2)$. Dieser Wert entspricht 126% der RPA-Vorhersage, wobei im niederenergetischen Bereich mehr Stärke im Experiment gemessen wurde als das Modell voraussagt.

In analoger Weise wurde die GT-Stärkeverteilung in ^{180}Ta extrahiert. Diese Verteilung ist in Abb. 5.3 im Vergleich zu den RPA Rechnungen aus [3] dargestellt. Wiederum ist eine starke Fragmentierung der experimentellen Verteilung zu sehen, während die theoretische Stärke sich in einigen Zuständen konzentriert. Abb. 5.4 zeigt die kumulative B(GT)-Stärke. Der Wert an der Neutronseparationsschwelle bei 6.65 MeV beträgt 4.4(0.9) und ist um einen Faktor 3 größer als die RPA-Rechnungen voraussagen. Bei niedrigen Anregungsenergien ist aber die experimentelle Stärke kleiner.

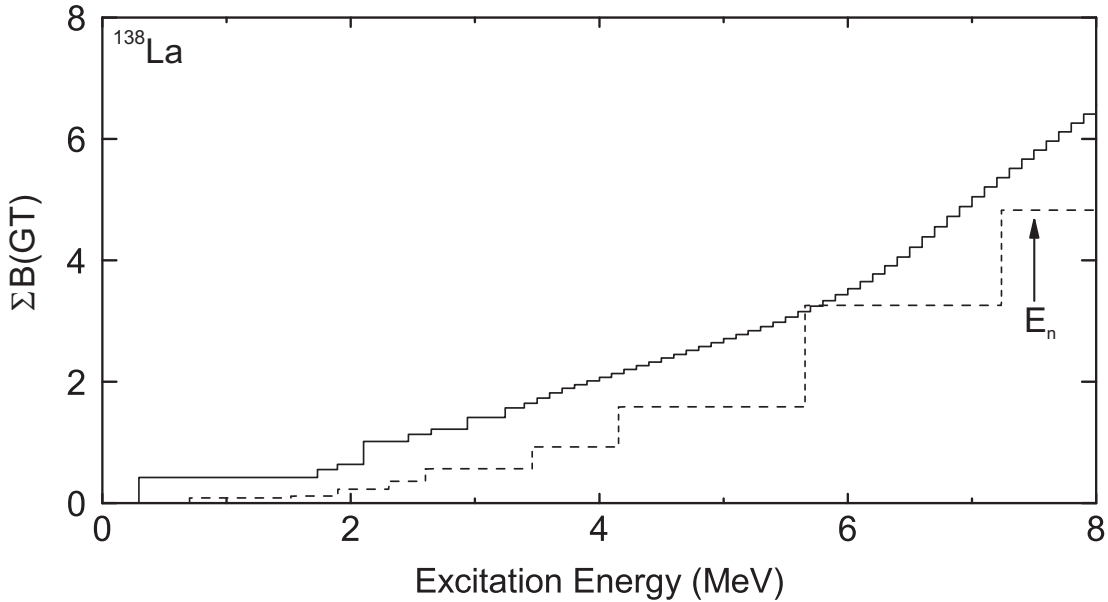


Abb. 5.2: Kumulative GT-Stärke in ^{138}La . Die Neutronseparationsschwelle ist mit einem Pfeil gekennzeichnet. Durchgezogene Linie: $(^3\text{He}, t)$ -Experiment. Gestrichelte Linie: RPA Rechnungen aus [3].

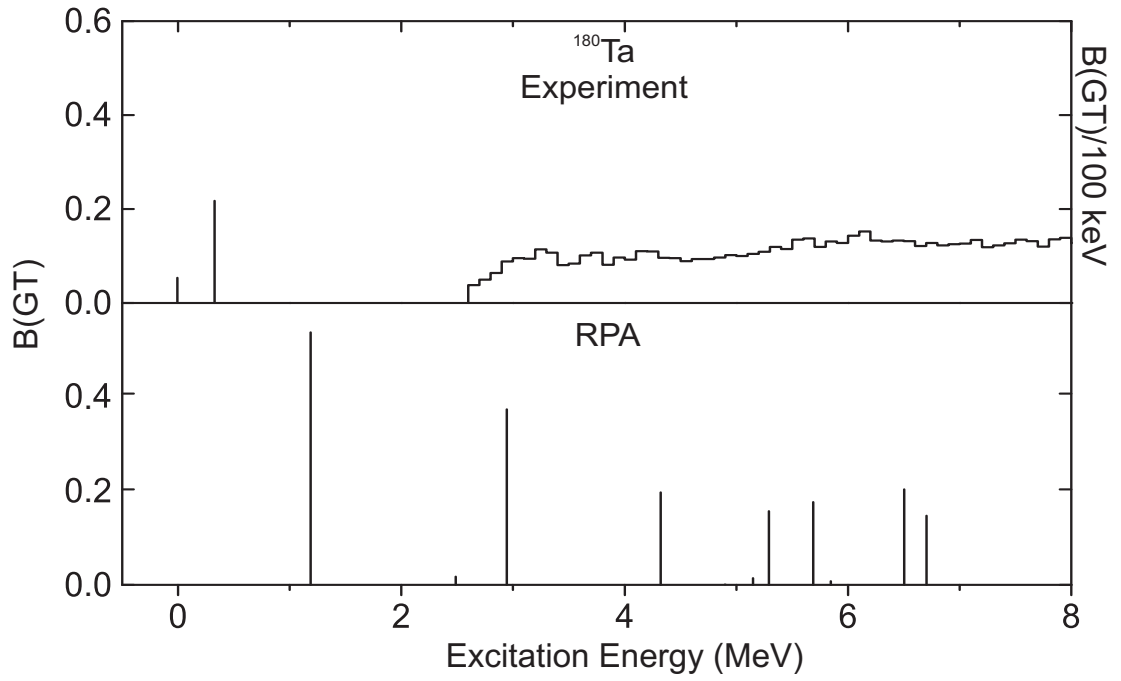


Abb. 5.3: GT-Stärkeverteilungen in ^{180}Ta . Oben: $(^3\text{He},t)$ -Experiment. Unten: RPA-Resultate, die in [3] verwendet wurden.

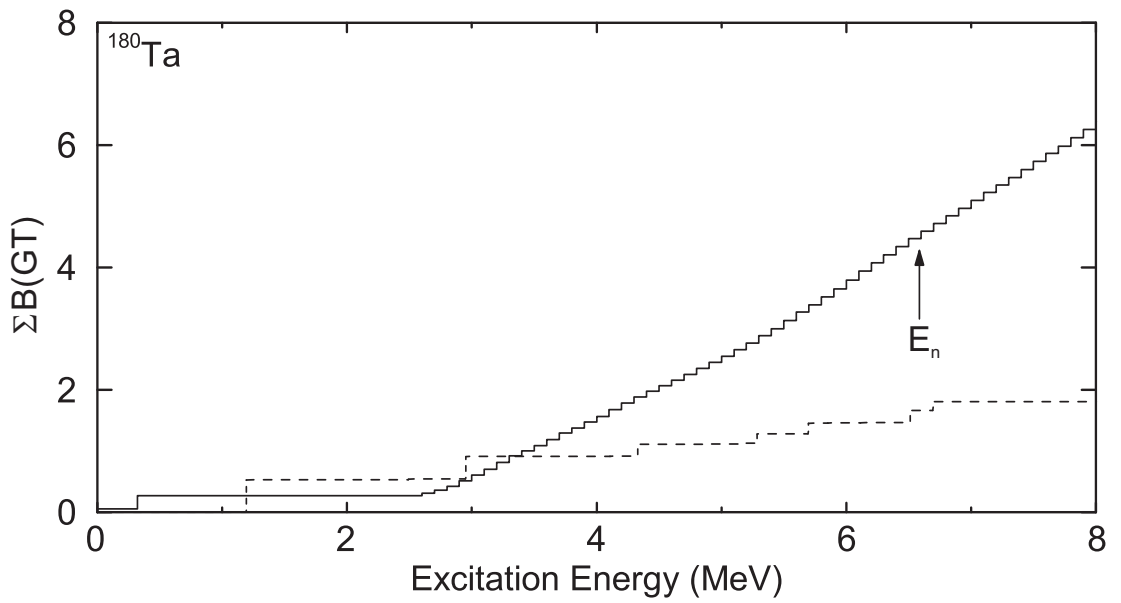


Abb. 5.4: Kumulative GT-Stärke in ^{180}Ta . Durchgezogene Linie: aus dem $(^3\text{He},t)$ -Experiment. Gestrichelte Linie: RPA Rechnungen aus [3].

5.2 Astrophysikalische Relevanz

Die experimentell gewonnenen GT-Stärkeverteilungen wurden in einem weiteren Schritt in den astrophysikalischen Modellrechnungen anstelle der RPA-Resultate berücksichtigt. Ihr Einfluss auf die astrophysikalischen Aspekte wie neutrinoinduzierte Wirkungsquerschnitte und Neutrino-Nukleosynthese wird im folgenden diskutiert.

5.2.1 Neutrinoinduzierte Wirkungsquerschnitte

Für die Produktion von ^{138}La und ^{180}Ta in der Neutrino-Nukleosynthese braucht man partielle $^{138}\text{Ba}(\nu_e, e)$ und $^{180}\text{Hf}(\nu_e, e)$ Wirkungsquerschnitte, die zu Grundzustand von ^{138}La und ^{180}Ta bzw. Isomierzustand in ^{180}Ta führen. Abgesehen von kleinen Korrekturen wegen des endlichen Impulsübertrags können GT-Beiträge zu diesen Wirkungsquerschnitten aus den gemessenen B(GT)-Stärkeverteilungen berechnet werden [55]. Da bei beiden Kernen die Protonenschwelle unterhalb der Neutronenschwelle liegt, muss der Anteil der B(GT)-Stärke, der für die ^{138}La - und ^{180}Ta -Erzeugung relevant ist, korrigiert werden. Das Verzweigungsverhältnis wurde mittels des statistischen Modellcodes SMOKER [56] ausgerechnet. Obwohl die GT-Stärke in den betroffenen Wirkungsquerschnitten dominiert, tragen auch höhere Multipole bei (variierend z.B. für ^{138}La von 15% bei $T_{\nu_e} = 4$ MeV bis 25% bei $T_{\nu_e} = 8$ MeV). Die Wirkungsquerschnitte für diese Multipole wurden aus den RPA Rechnungen entnommen, die in [3] beschrieben sind. In Tab. 5.1 werden die Wirkungsquerschnitte für die $^{138}\text{Ba}(\nu_e, e)^{138}\text{La}$ und $^{180}\text{Hf}(\nu_e, e)^{180}\text{Ta}$ Reaktionen basierend auf den experimentellen B(GT)-Stärkeverteilungen mit den RPA Ergebnissen aus [3] für unterschiedliche Temperaturen des Neutrinospektrums verglichen. Für ^{180}Ta wird die Summe der Wirkungsquerschnitte in den Grundzustand und den Isomierzustand angegeben.

Diese Ergebnisse zeigen, dass die experimentellen Wirkungsquerschnitte grundsätzlich größer als die theoretischen sind. Der Effekt nimmt mit steigender Neutrinotemperatur zu von ca. 10 - 20% für $T_{\nu_e} = 4$ MeV bis 50 - 70% für $T_{\nu_e} = 8$ MeV. Im Falle des ^{180}Ta ist die Zunahme des Wirkungsquerschnittes allerdings nicht so groß, wie der Unterschied der kumulativen Stärke zwischen Experiment und RPA an der Teilchenseparationsschwelle vermuten lässt. Dies ist auf die Faltung

Tab. 5.1: Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $^{138}\text{Ba}(\nu_e, e)^{138}\text{La}$ und $^{180}\text{Hf}(\nu_e, e)^{180}\text{Ta}$ (in Einheiten 10^{-42} cm^2) für verschiedene Temperaturen des ν_e -Spektrums.

T_{ν_e} (MeV)	$\sigma(^{138}\text{Ba}(\nu_e, e)^{138}\text{La})$		$\sigma(^{138}\text{Ba}(\nu_e, e)^{180}\text{Ta})$	
	Experiment	RPA [3]	Experiment	RPA [3]
4	74	61	151	115
6	226	156	399	272
8	435	281	752	485

der Stärkeverteilung mit dem Neutrinospektrum (Abb. 2.1) zurückzuführen, die den niederenergetischen Anteil stärker gewichtet.

5.2.2 Neutrino-Nukleosynthese

In Tab. 5.2 sind die Ausbeuten der Post-Supernova-Nukleosynthese zusammengefasst. Diese basieren auf dem in [3] beschriebenen Modell. Zuerst werden die Ausbeuten der Isotope ^{16}O , ^{24}Mg und ^{28}Si in Einheiten von Sonnenmassen aufgelistet. Diese sind die charakteristischen Isotope aus der Supernovaexplosion, die in das interstellare Medium gelangen. Man benutzt sie, um die Beiträge massiver Sterne zur Nukleosynthese und zur chemischen Evolution des Universums zu verfolgen, welche ihrerseits für die Normierung der Ausbeuten relativ zu den solaren Häufigkeiten verwendet werden können. Danach werden die solaren Häufigkeiten von ^{138}La und ^{180}Ta (relativ zu ^{24}Mg [57]) mit denen aus dem γ -Prozess (ohne Neutrinowechselwirkung) und aus der Summe von γ -Prozess und neutralen Stromreaktionen (für eine Temperatur $T_{\nu_e} = 6 \text{ MeV}$) verglichen. Schließlich, werden die gesamten Ausbeuten inklusive geladener Stromreaktionen für verschiedene ν_e -Temperaturen unter Verwendung von Wirkungsquerschnitten aus [3] mit den aus dem Experiment extrahierten verglichen.

Diese Resultate sind für einen $M = 15 M_{\odot}$ Stern auch in grafischer Darstellung in Abb. 5.5 zu sehen. Für ^{138}La ist es offensichtlich, dass man Ladungsaustauschreaktionen braucht, um die solaren Häufigkeiten zu reproduzieren, und eine Neutri-

Tab. 5.2: Nukleosyntheseausbeuten (in Einheiten von M_\odot). Oben: Hauptisotope, die als Referenz für die Beiträge massiver Sterne zur Nukleosynthese dienen. Mitte: ^{138}La Häufigkeiten im Vergleich mit dem solaren Wert: nur γ -Prozess, plus neutrale Stromreaktionen (+), und plus geladene Stromreaktionen (++) für verschiedene Temperaturen des Neutrinospektrums. Unten: dasselbe für ^{180}Ta .

M_\odot	15		25	
ejecta	13.399		23.095	
^{16}O	0.849		3.316	
^{24}Mg	0.040		0.144	
^{28}Si	0.097		0.354	
$^{138}\text{La} (\times 10^{-10})$	present	Ref. [3]	present	Ref. [3]
solar (^{24}Mg) aus [57]		1.115		4.014
γ -proc. only		0.241		0.525
+ n.c. (6 MeV)		0.353		0.948
++ c.c. (4 MeV)	1.394	1.233	5.143	4.453
++ c.c. (6 MeV)	2.549	2.195	9.465	7.929
++ c.c. (8 MeV)	4.080	3.110	15.29	11.09
$^{180}\text{Ta} (\times 10^{-12})$	present	Ref. [3]	present	Ref. [3]
solar (^{24}Mg) aus [57]		0.880		3.171
γ -proc. only		0.600		5.402
+ n.c. (6 MeV)		1.016		9.218
++ c.c. (4 MeV)	3.125	2.755	18.25	16.57
++ c.c. (6 MeV)	5.411	4.632	27.95	24.36
++ c.c. (8 MeV)	7.392	6.036	34.00	27.78

notemperatur von $T_{\nu_e} = 4$ MeV scheint auszureichen. Die Experimentergebnisse geben für ein derartiges Neutrinospektrum eine um ca. 15% höhere Ausbeute als in [3] vorhergesagt. Für $T_{\nu_e} = 8$ MeV erhält man eine etwa vierfache Überproduk-

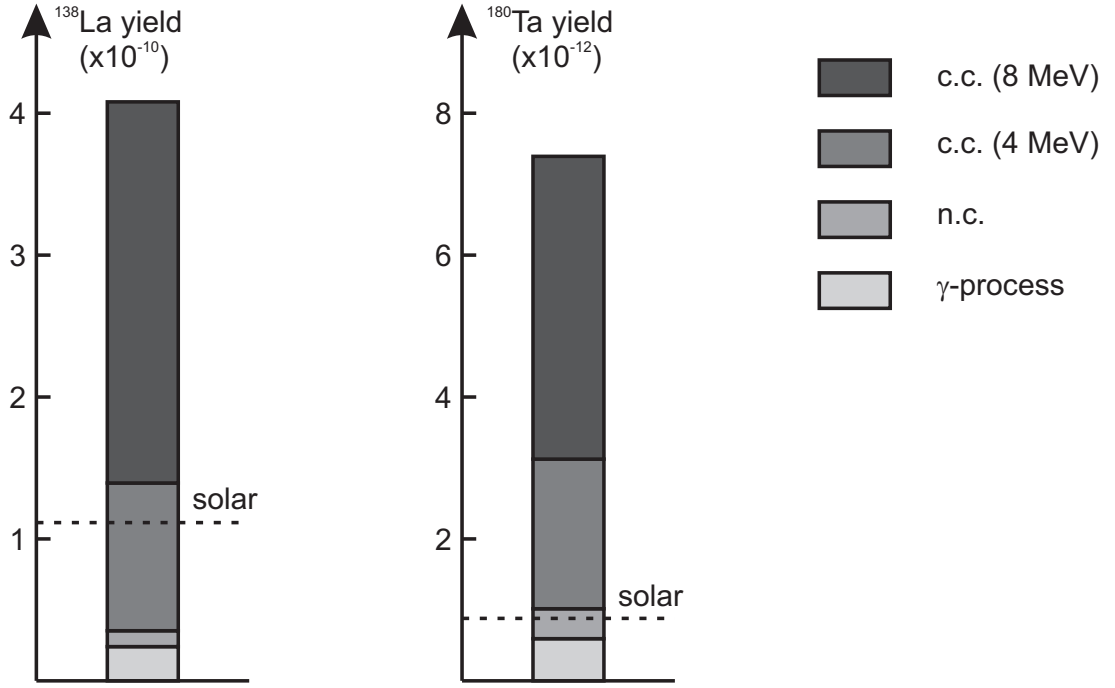


Abb. 5.5: Nukleosyntheseausbeuten von ^{138}La und ^{180}Ta (in Einheiten von M_\odot) für einen $M = 15 M_\odot$ Stern. Die Balkenhöhe entspricht den Beiträgen aus dem jeweiligen Produktionsprozess. Von unten nach oben sind dies: γ -Prozess, neutrale Stromreaktionen, geladene Stromreaktionen für $T_{\nu_e} = 4 \text{ MeV}$ und zusätzliche Produktion in geladenen Stromreaktionen für $T_{\nu_e} = 8 \text{ MeV}$. Die solaren Häufigkeiten sind als gestrichelte Linien dargestellt.

tion. Die Verhältnisse für einen $25 M_\odot$ Stern sind ähnlich. Die solare Mischung enthält allerdings auch Beiträge aus Sternen niedrigerer Metallizität³. Da die Produktion von ^{138}La von der Häufigkeit des ^{138}Ba -Mutterkerns abhängt, tragen jene Sterne weniger bei und erfordern, dass Sterne mit nahezu solarer Metallizität (wie hier simuliert) einen entsprechend größeren Beitrag liefern, um die solare Häufigkeit zu erklären.

Die Ausbeuten für ^{180}Ta berücksichtigen nicht, dass ein Teil dieses Isotops (ca. 65% bei einem plötzlichen Ausfrieren aus Temperaturen, die hoch genug sind, um ein thermisches Gleichgewicht zu erreichen [58]) in einem kurzlebigen Grundzustand entsteht und schnell zerfällt. Eine detaillierte Berechnung inklusive der kompletten Reaktionskinematik ist jedoch zur Zeit nicht möglich wegen der feh-

³Summe der Häufigkeiten aller in Sternen enthaltenen Elemente mit $Z > 2$.

lenden Kenntnis über das Verzweungsverhältnis zwischen Grundzustand und Isomierzustand in jedem der beitragenden Prozesse. Genauso wie im Fall von ^{138}La wird die Produktion von ^{180}Ta im ν -Prozess durch geladene Stromreaktionen dominiert. Allerdings kann ^{180}Ta eventuell bereits ohne Neutrino-Nukleosynthese durch geladene Ströme ausreichend in anderen Prozessen (s-, p-Prozess) produziert werden.

Die Ergebnisse der im Rahmen der vorliegenden Dissertation durchgeführten Experimente stellen die Modelle, die die möglichen Erzeugungsmechanismen von ^{138}La und ^{180}Ta untersuchen, auf eine sicherere Basis. Demzufolge kann die gesamte Häufigkeit von ^{138}La im Universum durch den ν -Prozess mittels geladener Stromreaktionen erklärt werden. Diese Reaktionen tragen auch wesentlich (bis zu 50%) zur Häufigkeit von ^{180}Ta bei, die exakte Größe hängt aber vom zur Zeit unbekannten Verzweungsverhältnis zwischen dem langlebigen Isomierzustand und dem kurzlebigen Grundzustand ab.

TEIL II:

Entwicklung eines Siliziumballs für exklusive Elektronenstreuexperimente am S-DALINAC

6 Einleitung

Untersuchung von Wenignukleonensystemen erlaubt einen wichtigen Test unseres Verständnisses der elementaren Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung. Elektromagnetische Proben sind dabei von besonderem Interesse wegen der klaren Trennung von Reaktionsmechanismus und Struktur. Koinzidenzexperimente der Art $(e, e'x)$ geben zusätzlich zur Information über die Strukturfunktionen f_L, f_T auch Einblick in die Interferenzterme f_{LT}, f_{TT} .

Die Entwicklung einer effektiven Feldtheorie [59] in den letzten Jahren und ihr detaillierter Vergleich mit Vorhersagen im Rahmen von modernen Potentialmodellen [60, 61] erfordern insbesondere Daten bei niedrigen Energie- und Impulsüberträgen. Deshalb wurde in den letzten Jahren ein Elektronstreuexperiment zur Untersuchung des Deuteronauflaufs am S-DALINAC begonnen [62, 63]. Dieses soll in Zukunft um Experimente der Art ${}^3\text{H}(e, e'p)$ und insbesondere kinematisch vollständige Messungen der Reaktionen ${}^3\text{H}(e, e'pd)$ und ${}^3\text{H}(e, e'pp)$ erweitert werden.

Zur Durchführung derartiger Experimente wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Detektorsystem aus Siliziumzählern (der so genannte Siliziumball) zur Nachweis geladener Teilchen entwickelt, das einen möglichst großen Teil des Raumwinkels abdeckt. Seine Entwicklung sollte beispielsweise die Untersuchung der f_{TT} -Strukturfunktion im Deuteronauflauf auch bei niedrigen Anregungsenergien erlauben [62], die bisher nur sehr begrenzt bei höheren Energien zugänglich war [64]. Es ist auch unbedingte Voraussetzung für dreifach-Koinzidenzexperimente um die notwendige Zählrate zu erreichen. Darüber hinaus ist eine weitgehend vollständige Messung des Phasenraums möglicher Endzustände äußerst wertvoll für einen detaillierten Vergleich mit Modellvorhersagen.

Die Anforderungen an den Siliziumball aufgrund der geplanten Experimente lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Hoher Segmentierungsgrad, um Ereignisse mit unterschiedlichen kinematischen Parametern gut trennen zu können.
- Kompakte Bauweise. Der Ball soll in die vorhandene Streukammer am QCLAM-Spektrometer passen.
- Zählergröße < 50 mm. Die einzelnen Detektoren werden aus Siliziumscheiben hergestellt. Diese sind nicht in beliebiger Größe verfügbar; der maximale Scheibendurchmesser beträgt 50 mm. Dies beschränkt die Zählergröße und damit die Ballmaße.
- Austauschbarkeit einzelner Detektoren.
- E-Veto oder ΔE -E Teleskopensysteme. Auf einer Detektorebene sollen zwei Detektoren hintereinander untergebracht werden können. Das ist für die Teilchenseparation oder Untergrundunterdrückung durch einen Veto-Zähler notwendig.

Der zweite Teil der vorliegenden Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung und dem Aufbau eines solchen Siliziumballs. Dieser Teil ist folgendermaßen gegliedert. In Kapitel 7 wird der am S-DALINAC im Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt vorhandene Messplatz vorgestellt. Kapitel 8 befasst sich mit dem Design des Siliziumballs und der technischen Realisierung. Der Stand des Projekts und ein Ausblick sind in Kapitel 9 zusammengefasst.

7 Messplatz am S-DALINAC

Der supraleitende Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC [65,66] ist seit 1991 am Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt im Betrieb. Er liefert einen kontinuierlichen Elektronenstrahl (continuous wave, cw-Strahl). Der Designwert für die maximale Elektronenenergie bei zweifacher Rezirkulation beträgt 130 MeV für den maximalen Strahlstrom $20\ \mu\text{A}$. Damit ist er gut geeignet um Koinzidenzexperimente des Typs $(e, e'x)$ durchzuführen.

Für Experimente zur Elektronenstreuung stehen zwei Experimentierplätze zur Verfügung; zum einen das Energieverlust oder Lintott-Spektrometer, zum anderen das gleichzeitig mit dem S-DALINAC aufgebaute QCLAM-Spektrometer [67–69] für (e, e') -Experimente, inklusive Elektronenstreuung unter 180° [70, 71] und Elektronenstreuinkoinzidenzexperimente [62, 72–74]. Das Spektrometer wird im folgenden ausführlich beschrieben. Daneben wird der Beschleuniger auch für eine Vielzahl anderer Experimente verwendet. Abbildung 7.1 zeigt eine Übersicht über den Beschleuniger und die derzeit aufgebauten Experimentierplätze.

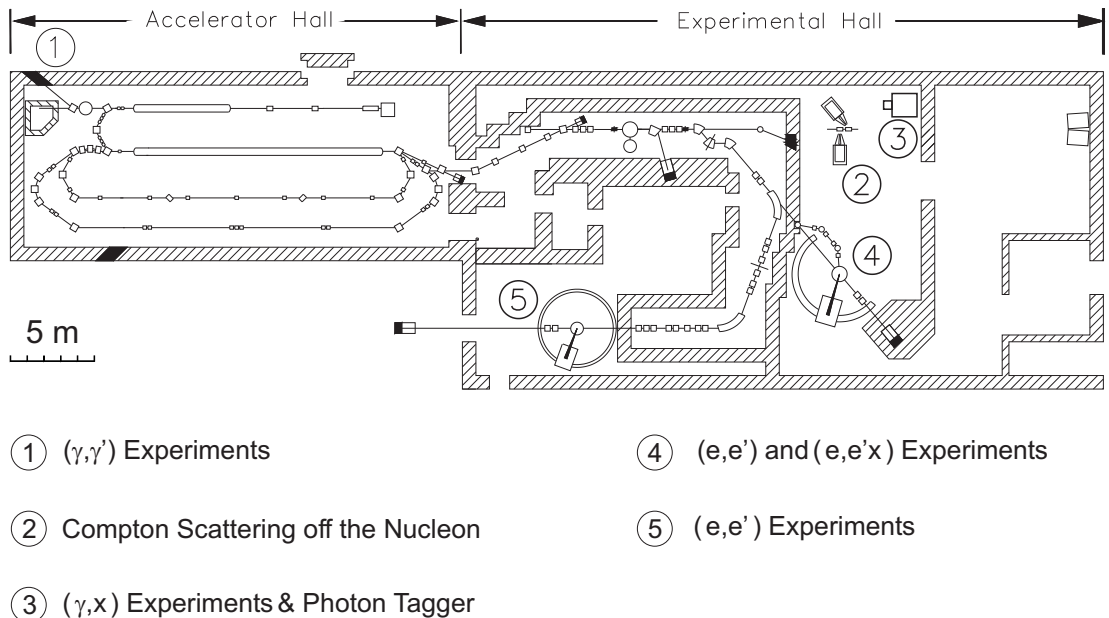


Abb. 7.1: S-DALINAC und seine Experimentierplätze.

7.1 QCLAM-Spektrometer

Bei Elektronenstreuexperimenten am QCLAM-Spektrometer werden Elektronen mit einer Energie E_0 auf ein Target geschossen und die Elektronen, die durch Wechselwirkung mit einem Atomkern aus dem Elektronenstrahl herausgestreut werden, im QCLAM-Spektrometer impulsselektiv nachgewiesen. Allerdings kann das Spektrometer nur einen begrenzten Raumwinkelbereich abdecken. Um verschiedene Streuwinkelbereiche untersuchen zu können, ist es um das Target drehbar aufgebaut. Der Stellwinkel des Spektrometers kann im Bereich von 25° bis 155° frei gewählt werden.

Bei der Konstruktion des Spektrometers wurden besonders die Anforderungen an Koinzidenzexperimente berücksichtigt. Daraus resultierte zum einen die Forderung nach einer guten Zeitauflösung, zum anderen nach einer hohen Raumwinkel- und Impulsakzeptanz bei gleichzeitiger Möglichkeit, den Streuwinkel der Elektronen zu rekonstruieren. Zudem sollte es die Eigenschaften des S-DALINAC bezüglich Strahlenergie und Energieauflösung optimal ausnutzen. Somit ergaben sich die folgenden Anforderungen an das Spektrometer:

- Nachweis von Elektronen im Energiebereich von 20 - 130 MeV mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit von nahezu 100%,
- relative Energieauflösung $\Delta E/E = 1 \cdot 10^{-4}$,
- relative Impulsakzeptanz $\pm 10\%$,
- Raumwinkelakzeptanz $\Delta\Omega \simeq 35$ msr, was einer Winkelakzeptanz von jeweils ± 100 mrad in horizontaler und vertikaler Richtung entspricht,
- Winkelauflösung besser als 9 mrad, um kinematische Korrekturen durchführen und die Impulsübertragsrichtung festlegen zu können,
- Zeitauflösung besser als 1 ns.

Das so entstandene QCLAM-Spektrometer ist in Abb. 7.2 schematisch dargestellt. Das Design wurde weitgehend von einem Vorschlag von Enge und Kowalski [75] für ein kompaktes Spektrometer übernommen. Das Magnetsystem

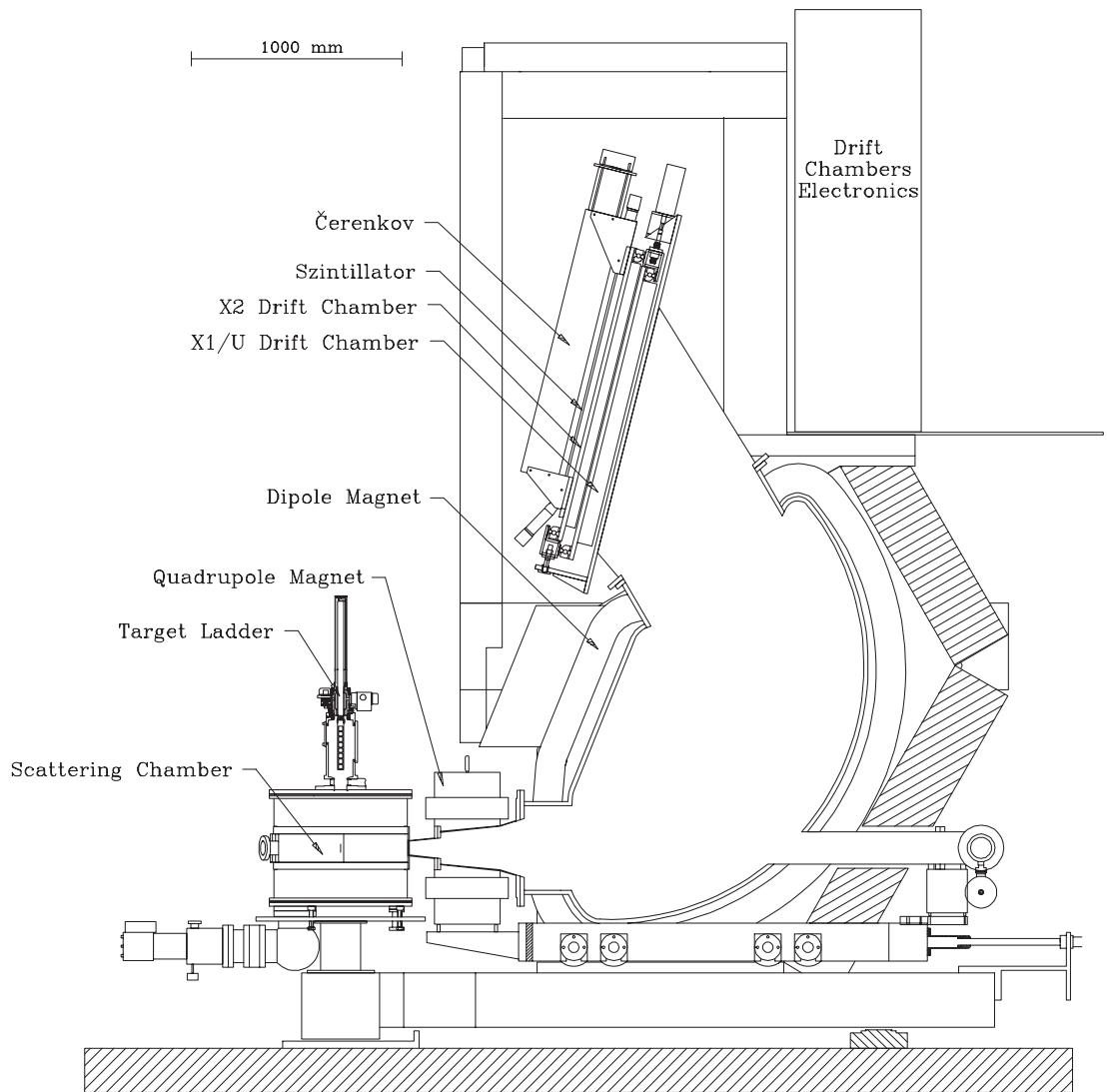


Abb. 7.2: Schematische Darstellung des QCLAM-Spektrometers.

besteht aus einem horizontal fokussierenden Quadrupol mit einem Sextupolanteil am Spektrometereingang sowie einem muschelförmig geöffneten Dipolmagneten als dispersivem Element des Spektrometers. Es wurde darauf verzichtet, optische Bildfehler höherer Ordnung zu korrigieren, da dies ein sehr viel aufwendigeres Magnetsystem erfordert hätte. Dies führt allerdings zu einer gekrümmten Fokalebene, und das ortsempfindliche Detektorsystem kann nicht in der Fokalebene selbst aufgebaut werden. Dafür ist es aber so ausgelegt, dass die Elektronenbahn im Detektorsystem rekonstruiert werden kann. Durch Rückrechnung der Bahn können die Bildfehler somit nachträglich bei der Analyse der Daten korrigiert werden.

Das Detektorsystem sitzt in einem Abschirmhaus über dem Dipolmagneten. Es besteht aus drei Vieldrahtdriftkammern als ortsempfindliche Detektoren sowie einem Szintillator und einem Čerenkov-Detektor. Für die Auswertung der Driftkammersignale ist es notwendig, den genauen Zeitpunkt zu kennen, zu dem das Elektron das Detektorsystem durchquert. Dieses Referenzsignal wird von einem Triggerdetektor erzeugt. Hierzu dient ein Plastiksintillator, der an beiden Enden mit Photomultiplier ausgelesen wird [76]. Durch die Mittelung über beide Signale wird ein Referenzsignal erzeugt, das vom Durchstoßort durch den Szintillator unabhängig ist. Der Čerenkov-Detektor dient zur Reduktion des Untergrundes durch eingestreute Teilchen und Photonen.

7.2 Streukammer

Der Experimentierplatz am QCLAM-Spektrometer ist speziell dafür ausgelegt, Koinzidenzexperimente zu ermöglichen, bei denen außer dem gestreuten Elektron noch weitere, aus dem angeregten Atomkern emittierte Hadronen nachgewiesen werden müssen. Die Vakuumstreukammer wurde deswegen sehr geräumig dimensioniert. Sie hat einen Durchmesser von 584 mm und ist 510 mm hoch. Der Siliziumball soll sich innerhalb dieser Streukammer befinden. Eine Aufsicht der Streukammer ist in Abb. 7.3 dargestellt.

Das Deuteron- bzw. Heliumtarget wird während der Experimente im Objektpunkt des Spektrometers platziert. Der Siliziumball, der das Streutarget umgibt, soll so konzipiert werden, dass ein möglichst großer Raumwinkel überdeckt wird. Dabei müssen in der Konstruktion Öffnungen für den ein- und auslaufenden Strahl sowie für die Targetleiter vorgesehen werden. Die Kabelverbindungen zu den Halbleiterdetektoren können entweder über die Seitenflansche oder über den Kammerdeckel erfolgen. Der Siliziumball kann dabei entweder auf dem Kammerboden stehen oder am Deckel befestigt werden.

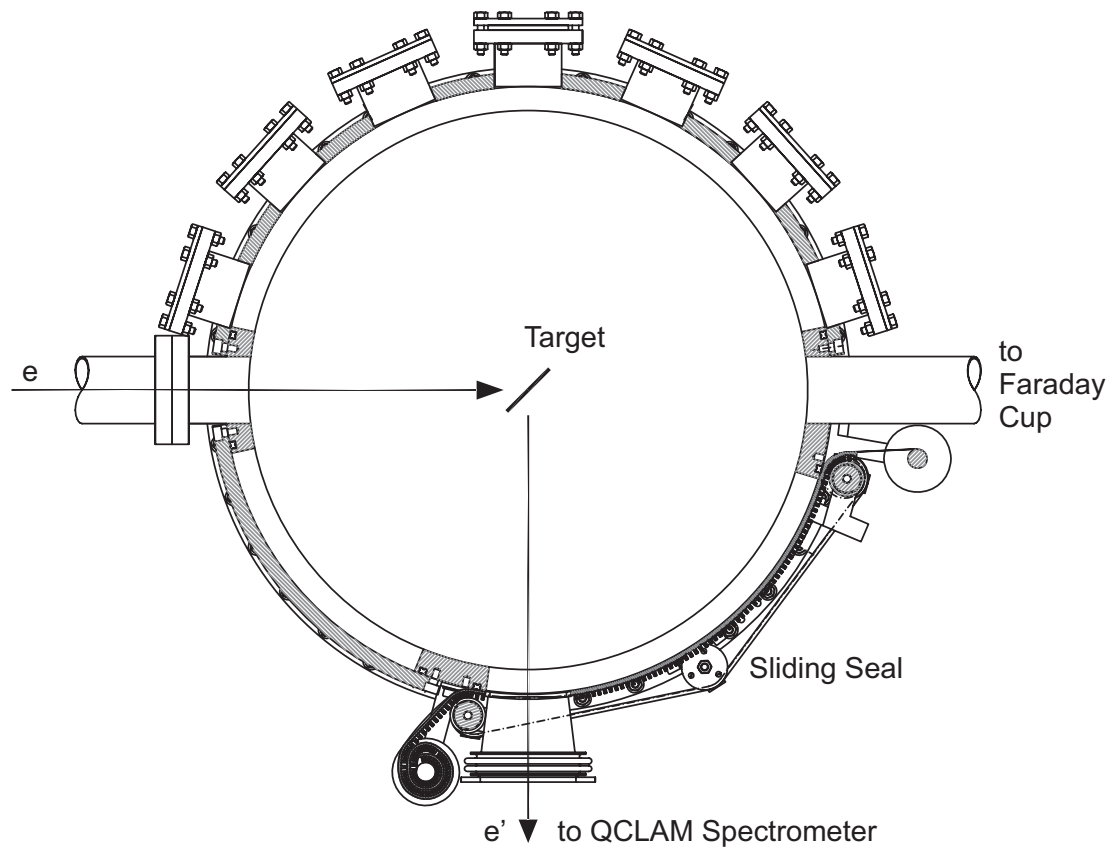


Abb. 7.3: Aufsicht der Streukammer am QCLAM-Spektrometer.

8 Design und technische Realisierung

8.1 Design des Siliziumballs

Bei der Entwicklung des Siliziumballs wurden ähnliche bereits im Einsatz befindliche Systeme aus Fukuoka [77] und Rossendorf [78] auf ihre Tauglichkeit für die vorliegende Aufgabe überprüft. Ihr Design lässt sich aufgrund der spezifischen Anforderungen an den Siliziumball für einen Einsatz in Elektronenstreuexperimenten und Anforderungen eines Aufbaus am QCLAM-Spektrometer nicht

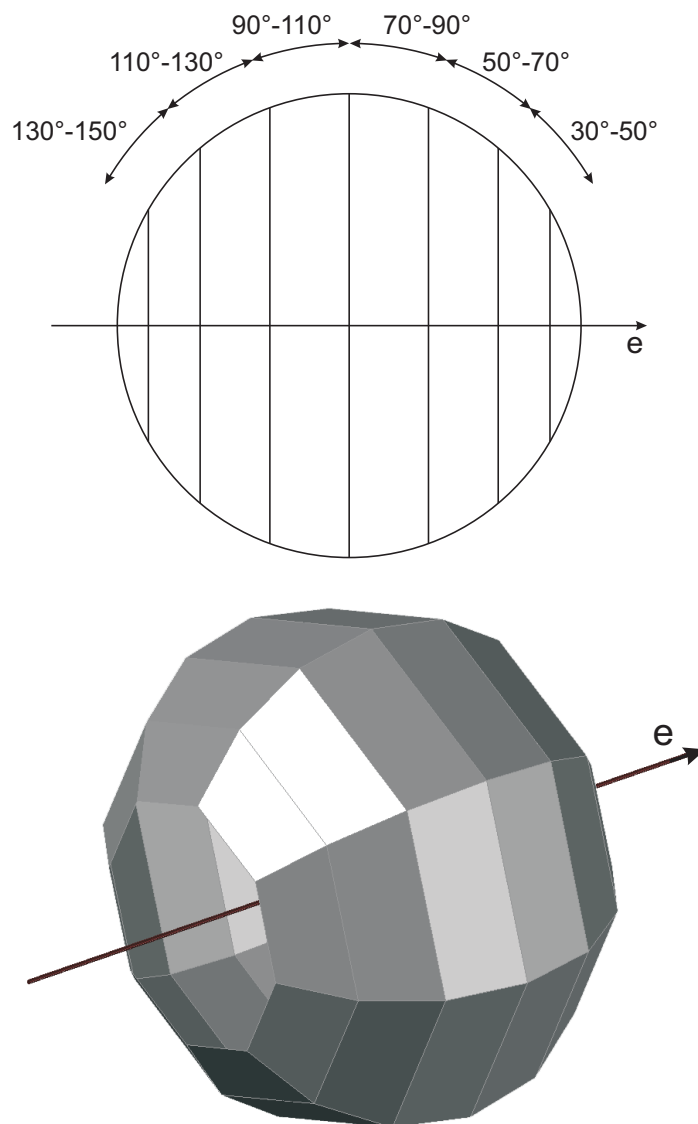


Abb. 8.1: Hauptdesignprinzip (oben) und Außenansicht (unten) des Siliziumballs.

übernehmen. Deswegen wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein eigenes Design entwickelt. Das Hauptprinzip ist in Abb. 8.1 (oben) vorgestellt.

Der Siliziumball wird axialsymmetrisch bezüglich der Sollbahn des Elektronenstrahls aufgebaut. Sein Design ist folgendermaßen definiert. Die Kugeloberfläche, deren Mittelpunkt mit dem Zentrum des Targets übereinstimmt, wird auf sechs Ringe aufgeteilt, so dass jeder dieser Ringe aus dem Kugelzentrum unter 20° gesehen wird. Jeder Ring wird in acht baugleiche Detektoren aufgeteilt, so dass die Außenansicht des Siliziumballs die in Abb. 8.1 (unten) dargestellte Form besitzt.

Die Konstruktion lässt Öffnungen im Bereich der Streuwinkel $0^\circ - 30^\circ$ und $150^\circ - 180^\circ$. Der Grund hierfür sind hohe Untergrundraten unter Vorwärtswinkeln durch atomare Delta-Elektronen. In dieser Geometrie besitzt der Siliziumball insgesamt 48 Detektorflächen für maximal 96 Detektoren und bedeckt ca. 80% des geometrischen Raumwinkels von 4π . Im realen Experiment können allerdings nicht alle Detektorflächen mit Detektoren ausgerüstet werden. Es entfallen zum Beispiel die oberen Flächen der zwei mittleren Ringe als Öffnung für die Durchführung der Targetleiter und auch Flächen, die in Richtung des Spektrometeröffnungswinkels zeigen.

Es ergeben sich drei verschiedene Detektorgeometrien. Diese sind für die jeweils ersten und letzten, zweiten und fünften, sowie dritten und vierten Ringe gleich.

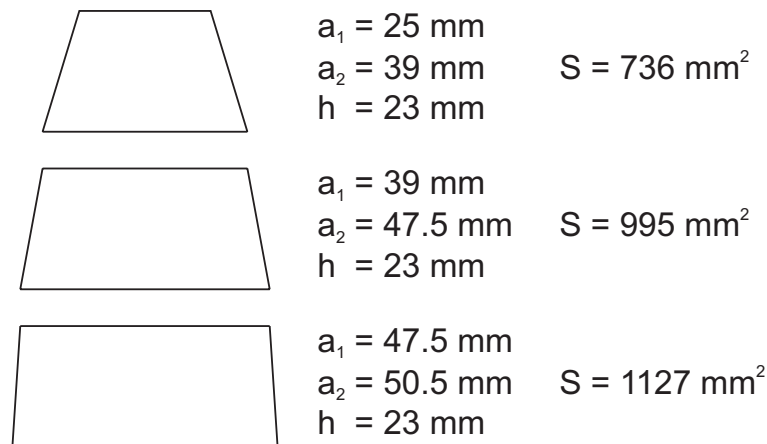


Abb. 8.2: Detektorgeometrien für ersten und letzten (oben), zweiten und fünften (mitte), dritten und vierten (unten) Ringe. Hier sind a_1 und a_2 die Länge von oberer bzw. unterer Seite der jeweiligen Trapeze; h deren Höhe und S deren Fläche.

Alle Maße werden durch einen einzigen Parameter, und zwar durch den Ballradius eindeutig definiert. Bei der Wahl dieses Parameters wurden folgende Überlegungen zugrunde gelegt. Einerseits sollten die Detektoren möglichst weit vom Target entfernt sein, damit der Winkelfehler minimiert wird. Andererseits erfordert jedoch ein größerer Ballradius auch größere Maße eines einzelnen Zählers. Zur Zeit stehen Siliziumscheiben, aus denen die Detektoren gefertigt werden, mit einem Durchmesser von 50 mm zur Verfügung. Alle Detektoren müssen somit aus so einer Scheibe ausgeschnitten werden können. Der Ballradius wurde deswegen auf einen Kompromisswert von 66 mm festgelegt. Geometrie und Maße einzelner Detektoren sind in Abb. 8.2 gezeigt.

Die abgeschätzte Zählrate in einem Detektor in Vorwärtsrichtung bei einem Strahlstrom von 100 nA und einer Targetdicke von 1 mg/cm² beträgt ca. 1 kHz.

Da in den geplanten $^2\text{H}(e,e'p)n$ und $^3\text{He}(e,e'pp)n$ Experimenten nur Protonen nachgewiesen werden müssen, braucht man zunächst keine $\Delta E - E$ Teleskope zur Teilchentrennung. Es sind jedoch Veto-Detektoren zur Untergrundunterdrückung erwünscht. Deswegen müssen bei der technischen Realisierung für jede Nachweisebene mindestens zwei Detektoren vorgesehen werden. Für eventuelle zukünftige Experimente der Art $(e,e'\alpha)$ zur Untersuchung von α -Cluster-Zuständen an leichten Kernen kann der Siliziumball deshalb relativ einfach auf $\Delta E - E$ Teleskope umgerüstet werden.

Bei Bedarf lässt sich die Konstruktion des Siliziumballs mit je einem weiteren Ring vorne und hinten nachrüsten, so dass eine Raumwinkelakzeptanz von über 90% des gesamten Raumwinkels von 4π erreicht werden kann.

8.2 Technische Realisierung

Der mechanischer Aufbau sieht vor, dass jeder der sechs Ringe auf einer eigenen Trageplatte aufgebaut wird. Wegen der Anforderung von zwei Detektoren pro Ebene ist es nicht möglich die elektrische Kontaktierung an der Rückseite der Detektoren anzubringen. Die geometrische Anordnung lässt auch keinen Zugang

von oben und unten zu. Deswegen muss die Spannungsversorgung bzw. Signalaufnahme von der Seite aus erfolgen.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde das in Abb. 8.3 (oben) dargestellte Design für einen Siliziumdetektor entwickelt. Jeder Detektor besteht demnach aus der effektiven Nachweisfläche und einer Halterung, die die Kontaktierung zu dieser Fläche ermöglicht. Die Maße in Abb. 8.3 sind als Beispiel für Detektoren des ersten und letzten Rings angegeben.

Die Kontaktierung zu beiden Detektoren erfolgt von einer Seite und ist in Abb. 8.3

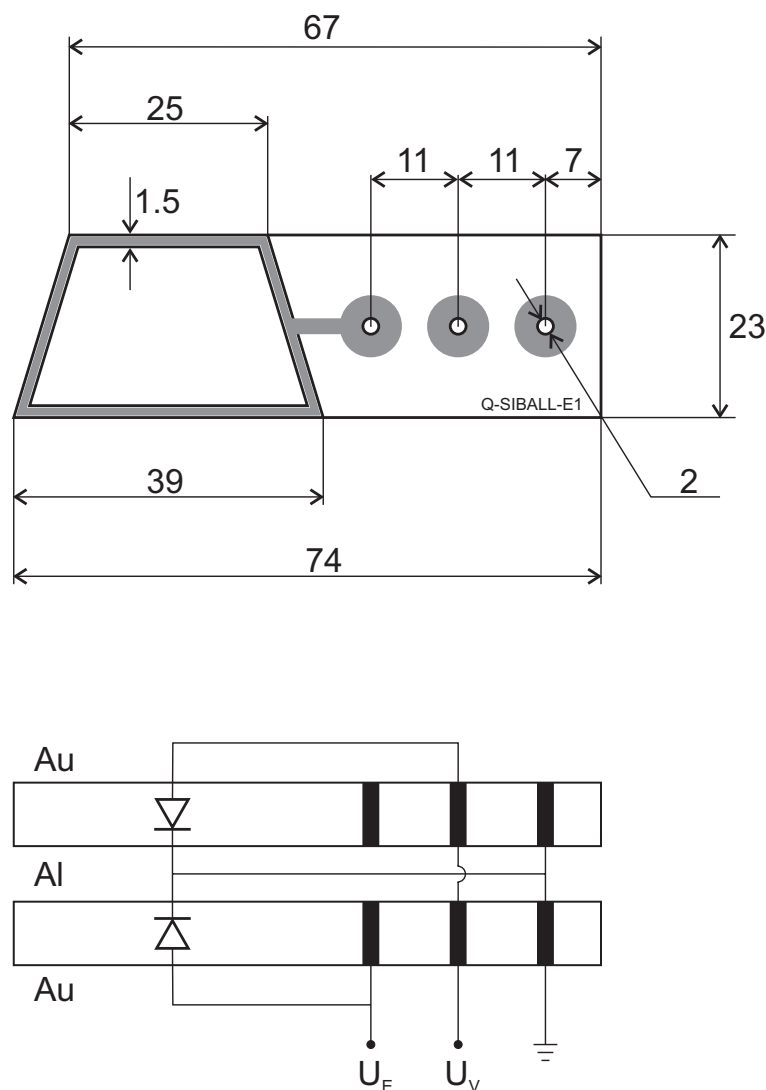


Abb. 8.3: Grundriss eines Detektors (oben) und Kontaktierungsschema eines Teleskops (unten) für den Siliziumball. Die angegebenen Maße gelten für Detektoren des ersten und letzten Rings. Alle Angaben sind in mm.

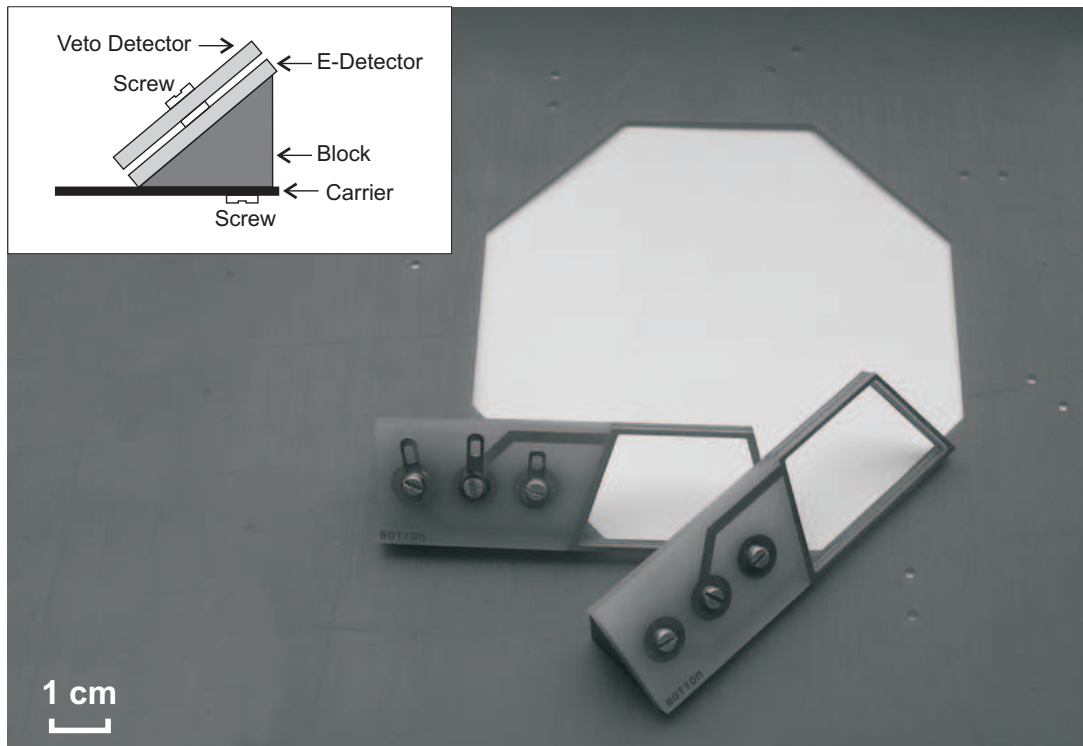


Abb. 8.4: Foto der zwei auf der Trageplatte befestigten Teleskope. Die Einlage zeigt die Anordnung einzelner Elemente.

(unten) schematisch dargestellt. Jeder Detektor besitzt drei durchgehende Hülsen, die unter unterschiedlichen Spannungen stehen und mit entsprechenden Detektorseiten verbunden sind. Die linke Hülse führt die Hochspannung zum E-Detektor; die mittlere zum Veto-Detektor, und die rechte dient als Erdung für beide Detektoren.

Um eine gute Auflösung zu erreichen, muss ein Detektor mit der mit Gold aufgedampften Seite in Richtung ankommender Teilchen stehen. Der geringe Abstand zwischen beiden Detektoren erfordert allerdings, dass die beiden gegenüber liegenden Detektorseiten sich auf gleichem Erdpotential befinden. Deswegen werden die Detektoren mit negativer Hochspannung betrieben.

Ein Detektorpaar wird auf der Trageplatte mittels eines Klötzchens befestigt. Das Klötzchen wird auf der Trageplatte mit zwei Schrauben von unten fixiert. In Abb. 8.4 ist ein Foto von zwei Teleskopen mit je zwei Detektorrähmchen auf der Trageplatte dargestellt. Die Anordnung einzelner Elemente ist in der oberen Ecke von Abb. 8.4 schematisch gezeigt. Detaillierte Zeichnungen von allen Bauteilen

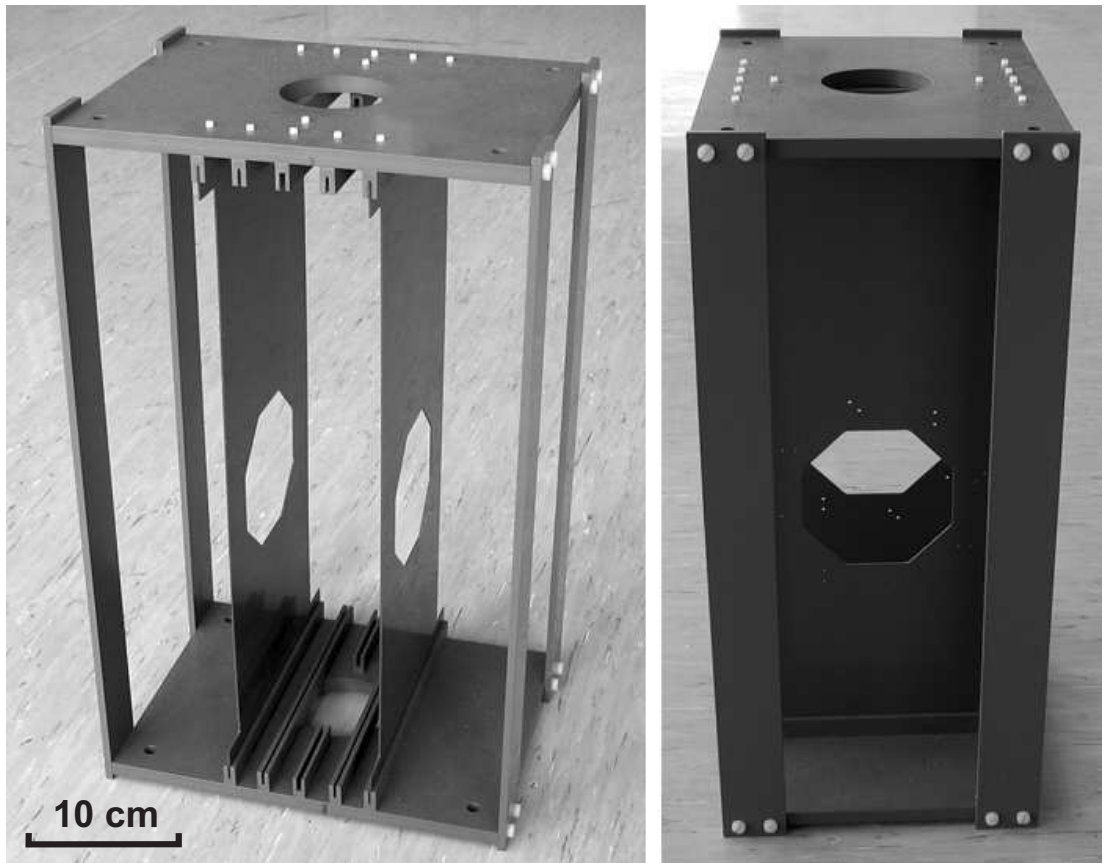


Abb. 8.5: Foto des Gerüsts mit zwei Trageplatten ohne Detektoren.

kann man im Anhang der Arbeit finden.

Die insgesamt sechs Trageplatten mit Detektoren werden mit Hilfe eines Gerüsts zusammengehalten. Dieses Gerüst kann entweder auf den Streukammerboden gestellt oder am Streukammerdeckel befestigt werden. Als Material für Gerüst sowie für alle Trageplatten und anderen Konstruktionselemente dient Teflon. Dies gewährleistet zum einen Sicherheit im Umgang mit Hochspannungen für Halbleiterdetektoren, und zum anderen Abwesenheit von induzierter Radioaktivität. Das Material ist auch vakuumtauglich. In Abb. 8.5 ist ein Foto des Gerüsts mit zwei Trageplatten gezeigt.

8.3 Detektorbau

Da in den geplanten Experimenten $^2\text{H}(\text{e},\text{e}'\text{p})$ und $^3\text{He}(\text{e},\text{e}'\text{pp})$ eine Kombination aus Energie- und Veto-Zähler pro Nachweisebene verwendet wird, müssen alle Protonen bereits im ersten Detektor gestoppt werden. Die maximale in den Experimenten auftretende Protonenenergie ist etwa 10 MeV. Die entsprechende Dicke eines Si-Sperrschichtzählers beträgt somit $750\text{ }\mu\text{m}$ [79].

Das Betreiben derartiger Zähler erfordert einen sehr hohen spezifischen Widerstand des Siliziums von 8 - 12 kOhm·cm, um eine Spannung von 300 - 400 V anzulegen, die notwendig ist, um eine hundertprozentige Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors zu garantieren. Aus der großen Vielfalt verschiedener Siliziumscheiben entsprach nur ein Scheibentyp der Firma TOPSIL [80] allen Anforderungen.

Alle Parameter der gekauften Siliziumscheiben sind in Tab. 8.1 zusammengefasst. Sowohl Energie- als auch Veto-Zähler werden aus diesem Material gefertigt. Die Materialdicke von $1000\text{ }\mu\text{m}$ führt zu einer erhöhten Spannung zum Erreichen der vollen Verarmung. Diese Spannung liegt aber immer noch im akzeptablen Bereich und beträgt ca. 330 V. Die gleiche Bauart von Energie- und Veto-Zähler lässt sie gegebenenfalls gegeneinander tauschen, was einen weiteren Vorteil des entwickelten Konzepts darstellt.

Die ersten hergestellten Detektoren wurden mit Hilfe einer ^{241}Am - α -Quelle getestet. Abb. 8.6 zeigt ein Foto eines fertigen Detektors und das mit diesem Detektor aufgenommene α -Spektrum. Man sieht, dass α -Teilchen aller drei Energi-

Tab. 8.1: Parameter der Siliziumscheiben.

Durchmesser	51 mm
Dicke	$1000\pm 15\text{ }\mu\text{m}$
Kristallorientierung	1-1-1
Typ des Materials	HPS-Scheibe
Typ des Donors	N/P-Mischung
Spezifische Resistivität	10 - 12 kOhm·cm

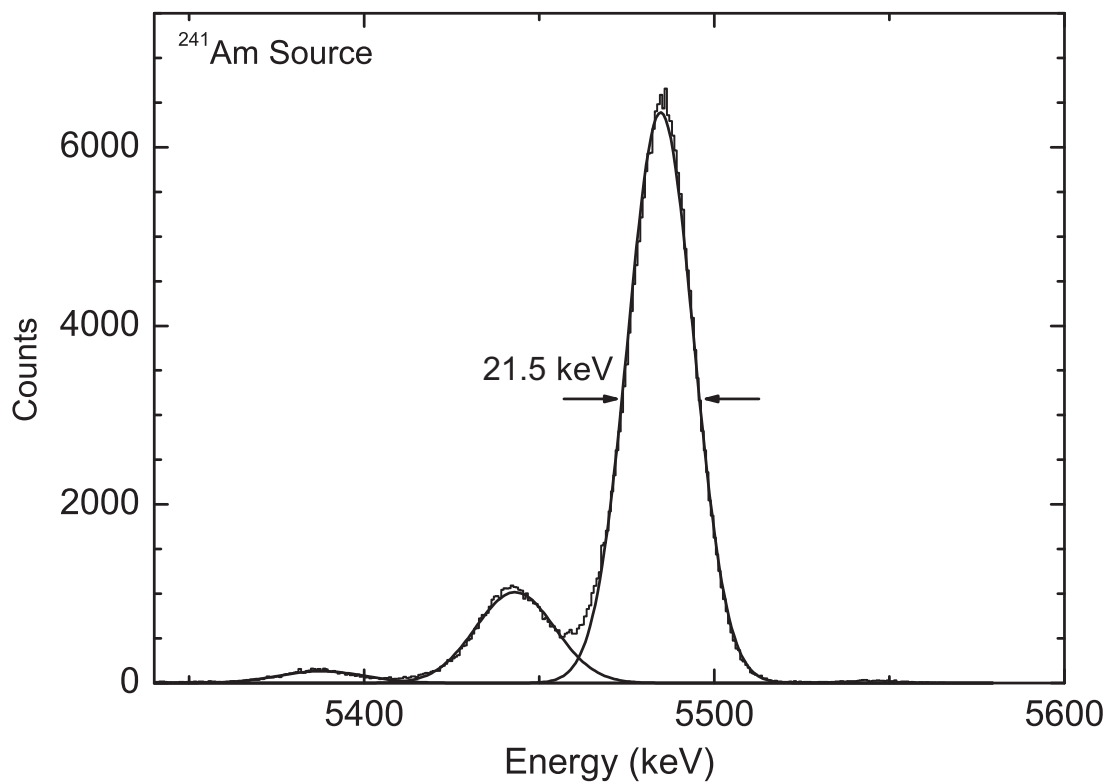
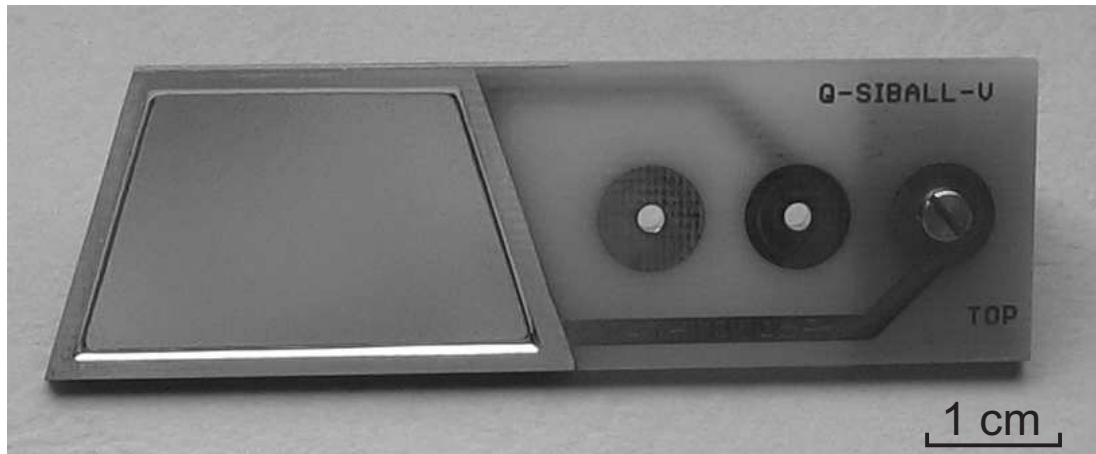


Abb. 8.6: Oben: Foto eines fertigen Detektors. Unten: Mit diesem Detektor aufgenommenes Spektrum einer ^{241}Am α -Quelle.

en (5388 keV, 5443 keV und 5486 keV) gut voneinander separiert werden. Die Auflösung des Detektors beträgt 21.5 keV (FWHM), was einer relativen Energieauflösung von $3.8 \cdot 10^{-3}$ entspricht. Der Arbeitspunkt des Zählers lag bei 320 V. Alle bisher hergestellten Detektoren liefen stabil bei Raumtemperatur von 20 - 25°C.

9 Status und Ausblick

Im Rahmen des zweiten Teils dieser Arbeit wurde das Konzept eines 4π -Detektors für den Nachweis geladener Teilchen in Elektronenstreukoinzidenzexperimenten, des so genannten Siliziumballs, entwickelt.

Die ersten im Hause hergestellten Detektoren wurden mit Hilfe einer ^{241}Am α -Quelle getestet und sind einsatzbereit. Weitere Detektoren werden im Moment produziert. Der nächste Schritt ist ein Test eines vollständig mit den Detektoren bestückten Rings mit dem Elektronenstrahl. Ein derartiges Experiment ist für Anfang 2008 geplant.

Die Konstruktion des Siliziumballs lässt ihn relativ einfach für die Experimente der Art $(e, e'\alpha)$ umrüsten. Dafür benötigt man $\Delta E - E$ -Teleskope. Ein ΔE -Detektor muss allerdings dünn sein ($\sim 100 - 200 \mu\text{m}$), deswegen sind die für Aufbruchsexperimente hergestellten Detektoren mit $1000 \mu\text{m}$ Dicke für diesen Zweck ungeeignet. Dünnere Detektoren können aber auf der Basis der entwickelten Rähmchen gebaut werden. Kleinere Detektordicken führen auch zu niedrigeren Resistivitäten; das entsprechende Siliziummaterial sollte daher in einer breiteren Auswahl zur Verfügung stehen.

Bei Bedarf kann der Siliziumball mit je einer weiteren Trageplatte für Detektoren im Bereich extremer Vorwärts- und Rückwärtswinkel nachgerüstet werden. Dies führt zur höheren Raumwinkelabdeckung, erfordert aber gleichzeitig eine sehr präzise Strahlfokussierung auf dem Target.

A Anhang

A.1 Zeichnungen

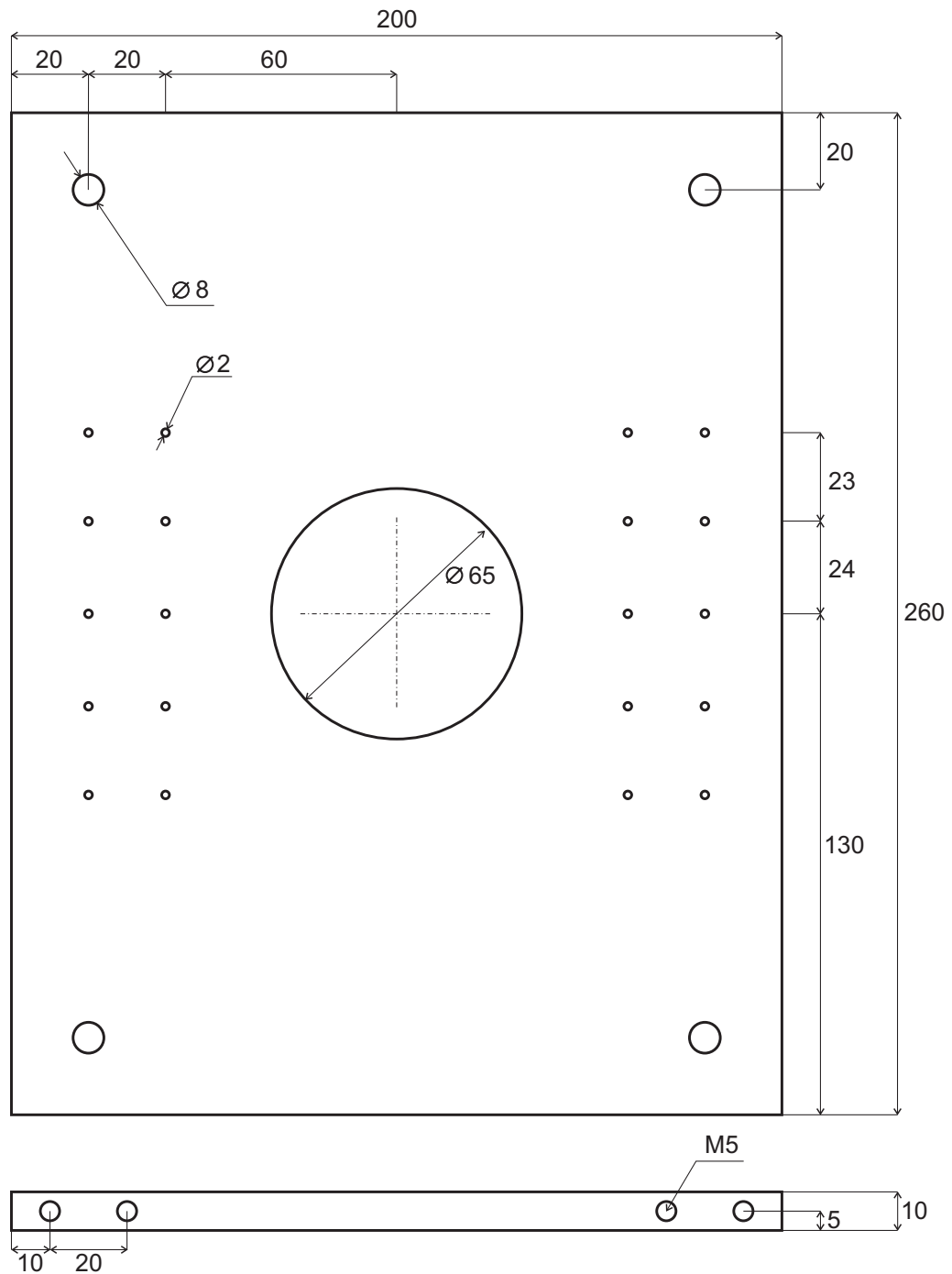


Abb. A.1: Bodenplatte. Material: Teflon.

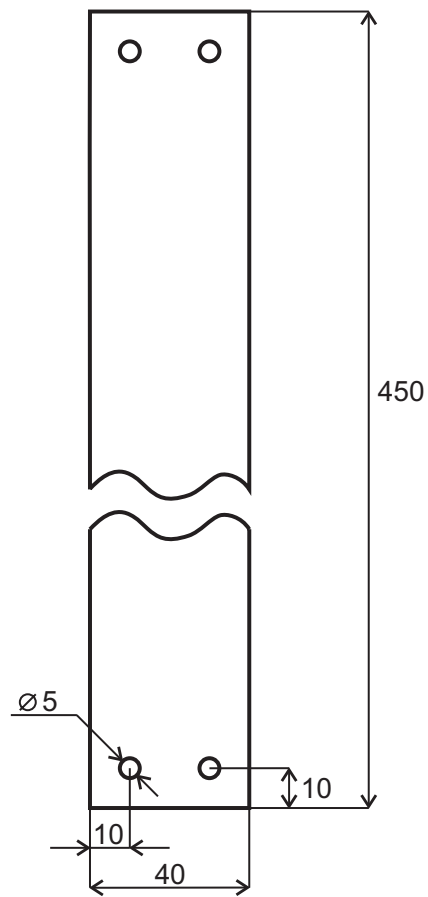


Abb. A.2: Stütze. Material: Teflon. Dicke 5 mm.

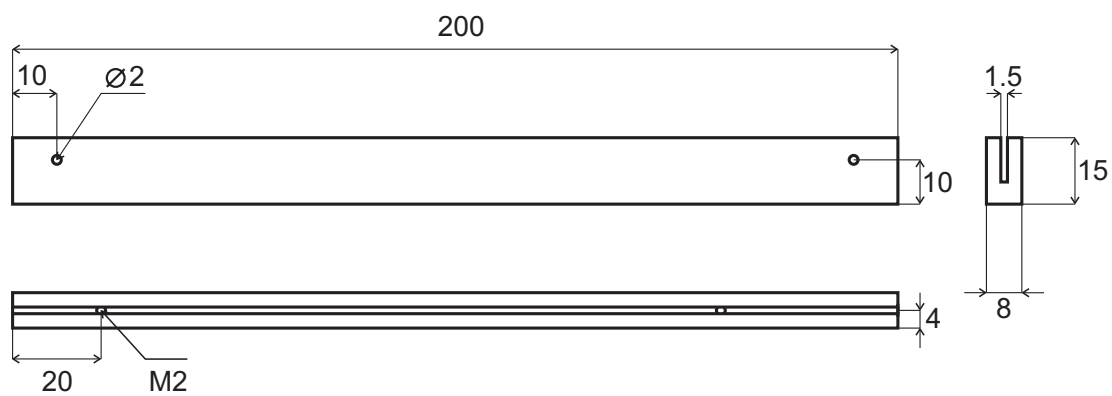


Abb. A.3: Schiene No 1. Material: Teflon.

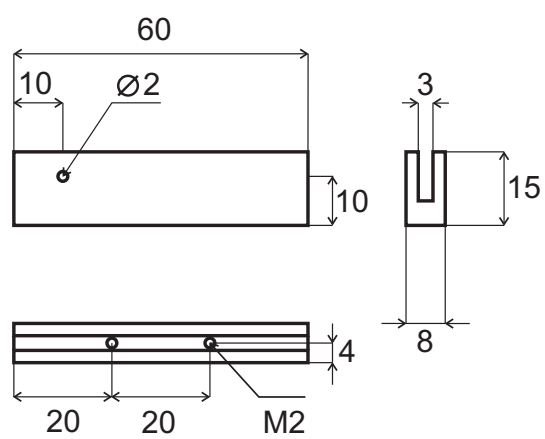


Abb. A.4: Schiene No 2. Material: Teflon.

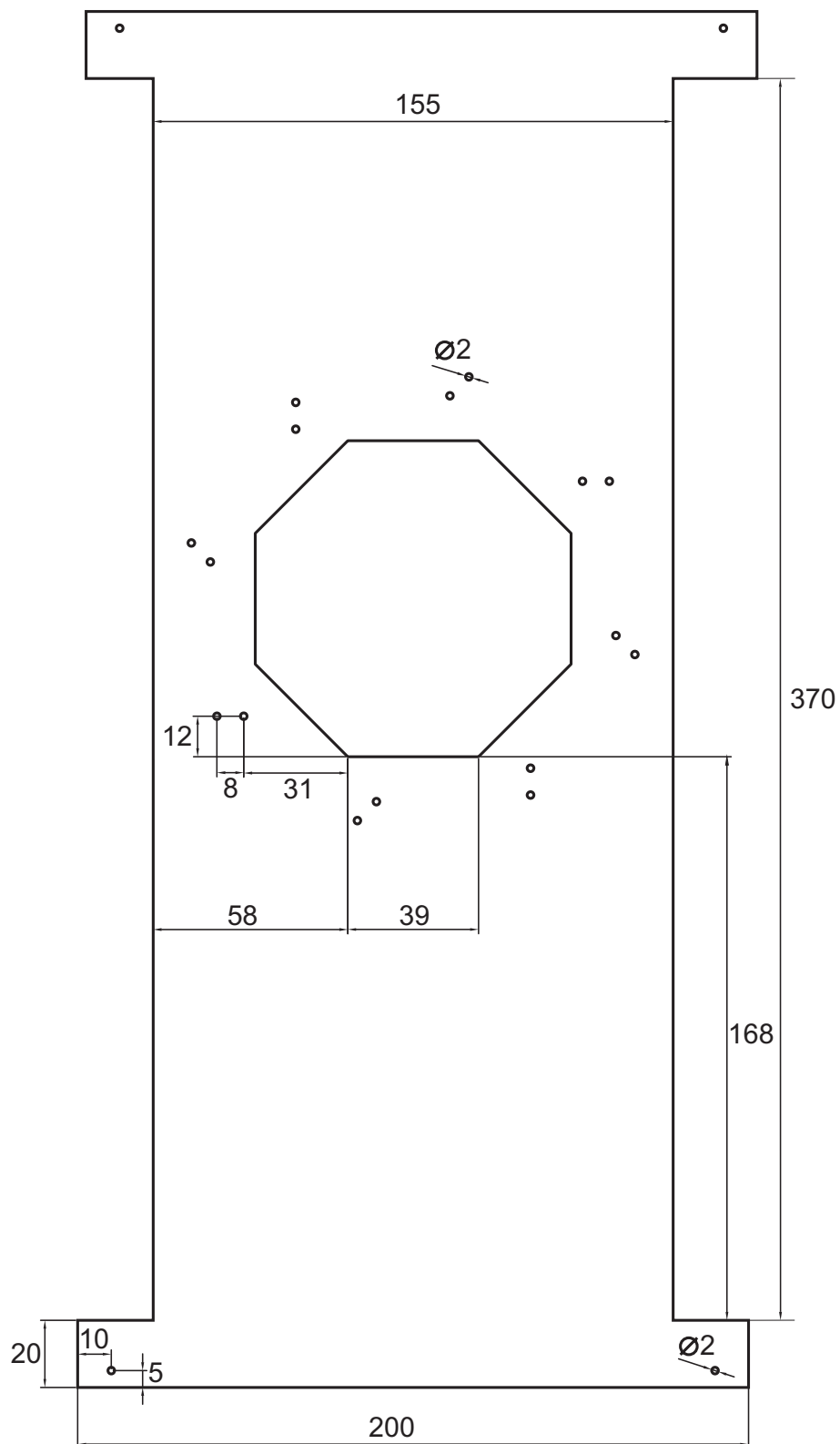


Abb. A.5: Trageplatte. Material: Teflon.

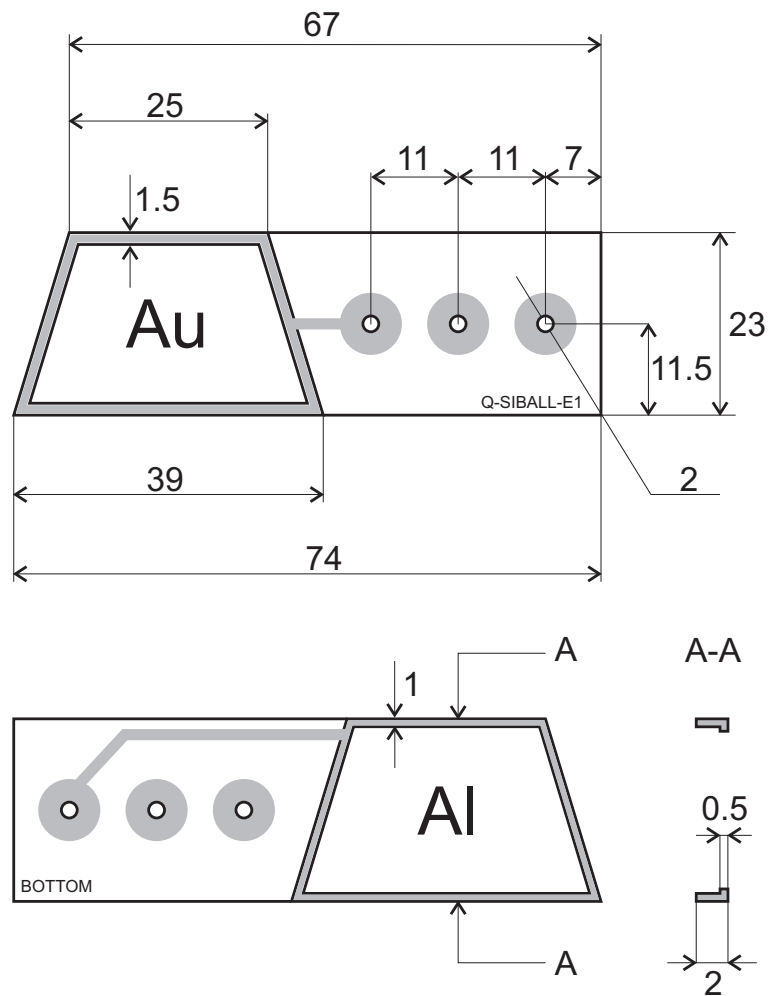


Abb. A.6: Rähmchen eines E-Detektors für den ersten Ring. Oben: Vorderseite; unten: Rückseite und Schnitt.

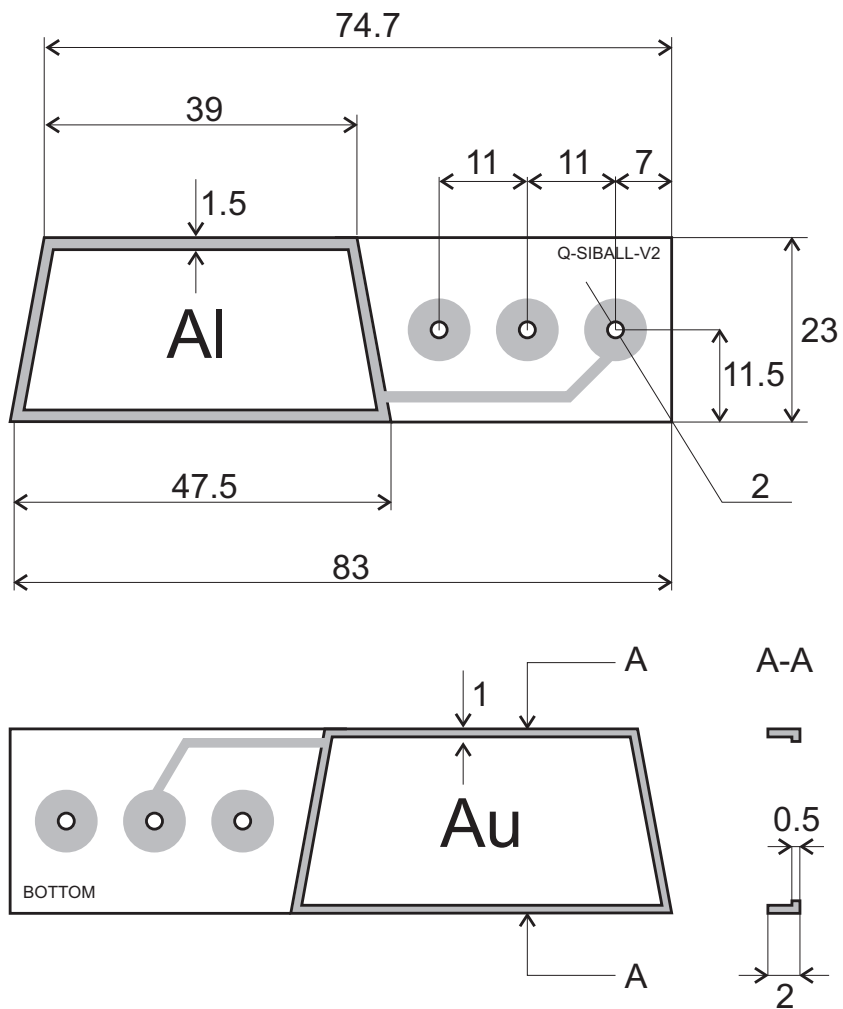


Abb. A.7: Rähmchen eines Veto-Detektors für den zweiten Ring. Oben: Vorderseite; unten: Rückseite und Schnitt.

Literatur

- [1] M. Arnould and S. Goriely, Phys. Rep. **384** (2003) 1.
- [2] H. Utsunomiya, A. Makinaga, S. Goko, T. Kaihori, H. Akimune, T. Yamagata, M. Ohta, H. Toyokawa, S. Müller, Y.-W. Lui, and S. Goriely, Phys. Rev. **C74** (2006) 025806.
- [3] A. Heger, E. Kolbe, W.C. Haxton, K. Langanke, G. Martínez-Pinedo, and S.E. Woosley, Phys. Lett. **B606** (2005) 258.
- [4] D. Belic, C. Arlandini, J. Besserer, J. de Boer, J.J. Carroll, J. Enders, T. Hartmann, F. Käppeler, H. Kaiser, U. Kneissl, M. Loewe, H.J. Maier, H. Maser, P. Mohr, P. von Neumann-Cosel, A. Nord, H.H. Pitz, A. Richter, M. Schumann, S. Volz, and A. Zilges, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 5242.
- [5] F. Käppeler, C. Arlandini, M. Heil, F. Voss, K. Wisshak, R. Reifarh, O. Straniero, R. Gallino, S. Masera, and C. Travaglio, Phys. Rev. **C69** (2004) 055802.
- [6] K. Wisshak, F. Voss, C. Arlandini, F. Bečvář, O. Straniero, R. Gallino, M. Heil, F. Käppeler, M. Krčička, S. Masera, R. Reifarh, and C. Travaglio, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 251102.
- [7] S.E. Woosley and W.M. Howard, Astrophys. J. Suppl. Ser. **36** (1978) 285.
- [8] M. Rayet, M. Arnould, M. Hashimoto, N. Prantzos, and K. Nomoto, Astron. Astrophys. **298** (1995) 517.
- [9] S.E. Woosley, D.H. Hartmann, R.D. Hoffman, and W.C. Haxton, Astrophys. J. **356** (1990) 272.
- [10] E. Kolbe, K. Langanke, G. Martínez-Pinedo, and P. Vogel, J. Phys. **G29** (2003) 2569.
- [11] W.R. Hix, A. Mezzacappa, O.E.B. Messer, and S.W. Bruenn, J. Phys. **G29** (2003) 2523.
- [12] K. Langanke, G. Martínez-Pinedo, P. von Neumann-Cosel, and A. Richter, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 202501.

- [13] T. Rauscher, A. Heger, R.D. Hoffman, and S.E. Woosley, *Astrophys. J.* **576** (2002) 323.
- [14] E. Kolbe and K. Langanke, *Phys. Rev.* **C63** (2001) 025802.
- [15] S. Goriely, M. Arnould, I. Borzov, and M. Rayet, *Astron. Astrophys.* **375** (2001) L35.
- [16] A. Byelikov, T. Adachi, H. Fujita, K. Fujita, Y. Fujita, K. Hatanaka, A. Heger, Y. Kalmykov, K. Kawase, K. Langanke, G. Martínez-Pinedo, K. Nakanishi, P. von Neumann-Cosel, R. Neveling, A. Richter, N. Sakamoto, Y. Sakemi, A. Shevchenko, Y. Shimbara, Y. Shimizu, F.D. Smit, Y. Tameshige, A. Tamii, S.E. Woosley, and M. Yosoi, *Phys. Rev. Lett* **98** (2007) 082501.
- [17] K. Langanke und G. Martínez-Pinedo, *Rev. Mod. Phys.* **75** (2003) 819.
- [18] K. Langanke und G. Martínez-Pinedo, *Nucl. Phys.* **A704** (2002) 704.
- [19] T.W. Donnelly and R.D. Peccei, *Phys. Rep.* **50** (1979) 1.
- [20] T.N. Tادdeucci, C.A. Goulding, T.A. Carey, R.C. Byrd, C.D. Goodman, C. Gaarde, J. Larsen, D. Horen, J. Rapaport, and E. Sugarbaker, *Nucl. Phys.* **A469** (1987) 125.
- [21] A. Richter, A. Weiss, O. Häusser, and B.A. Brown, *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 2519.
- [22] W.G. Love and M.A. Franey, *Phys. Rev.* **C24** (1981) 1073.
- [23] F. Osterfeld, *Rev. Mod. Phys.* **64** (1992) 491.
- [24] C. Djalali, G.M. Crawley, B.A. Brown, V. Rotberg, G. Caskey, A. Galonsky, N. Marty, M. Morlet, and A. Willis, *Phys. Rev.* **C35** (1987) 1201.
- [25] R.G.T. Zegers, H. Akimune, S.M. Austin, D. Bazin, A.M. van den Berg, G.P.A. Berg, B.A. Brown, J. Brown, A.L. Cole, I. Daito, Y. Fujita, M. Fujiiwara, S. Galès, M.N. Harakeh, H. Hashimoto, R. Hayami, G.W. Hitt, M.E. Howard, M. Itoh, J. Jänecke, T. Kawabata, K. Kawase, M. Kinoshita, T. Nakamura, K. Nakanishi, S. Nakayama, S. Okumura, W.A. Richter, D.A. Roberts, B.M. Sherrill, Y. Shimbara, M. Steiner, M. Uchida, H. Ueno, T. Yamagata, and M. Yosoi, *Phys. Rev.* **C74** (2006) 024309.

- [26] L. Zamick and D.C. Zheng, Phys. Rev. **C37** (1988) 1675.
- [27] Y. Fujita, H. Akimune, I. Daito, H. Fujimura, M. Fujiwara, M.N. Harakeh, T. Inomata, J. Jänecke, K. Katori, A. Tamii, M. Tanaka, H. Ueno, and M. Yosoi, Phys. Rev. **C59** (1999) 90.
- [28] T.N. Taddeucci, C.D. Goodman, R.C. Byrd, I.J. Van Heerden, T.A. Carey, D.J. Horen, J.S. Larsen, C. Gaarde, J. Rapaport, T.P. Welch, and E. Sugarbaker, Phys. Rev. **C33** (1986) 746.
- [29] T. Wakasa, H. Sakai, H. Okamura, H. Otsu, S. Fujita, S. Ishida, N. Sakamoto, T. Uesaka, Y. Satou, M.B. Greenfield, and K. Hatanaka, Phys. Rev. **C55** (1997) 2909.
- [30] J. Rapaport, T. Taddeucci, T.P. Welch, C. Gaarde, J. Larsen, D.J. Horen, E. Sugarbaker, P. Koncz, C.C. Foster, C.D. Goodman, C.A. Goulding, and T. Masterson, Nucl. Phys. **A410** (1983) 371.
- [31] M. Ichimura, H. Sakai, and T. Wakasa, Prog. Part. Nucl. Phys. **56** (2006) 446.
- [32] Y. Fujita, Y. Shimbara, A.F. Lisetskiy, T. Adachi, G.P.A. Berg, P. von Brentano, H. Fujimura, H. Fujita, K. Hatanaka, J. Kamiya, T. Kawabata, H. Nakada, K. Nakanishi, Y. Shimizu, M. Uchida, and M. Yosoi, Phys. Rev. **C67** (2003) 064312.
- [33] Y. Kalmykov, T. Adachi, G.P.A. Berg, H. Fujita, K. Fujita, Y. Fujita, K. Hatanaka, J. Kamiya, K. Nakanishi, P. von Neumann-Cosel, V.Yu. Ponomarev, A. Richter, N. Sakamoto, Y. Sakemi, A. Shevchenko, Y. Shimbara, Y. Shimizu, F.D. Smit, T. Wakasa, J. Wambach, and M. Yosoi, Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 012502.
- [34] Y. Fujita, Y. Shimbara, T. Adachi, G.P.A. Berg, B.A. Brown, H. Fujita, K. Hatanaka, J. Kamiya, K. Nakanishi, Y. Sakemi, S. Sasaki, Y. Shimizu, Y. Tameshige, M. Uchida, T. Wakasa, and M. Yosoi, Phys. Rev. **C70** (2004) 054311.
- [35] Y. Fujita, H. Fujita, T. Adachi, G.P.A. Berg, E. Caurier, H. Fujimura, K. Hara, K. Hatanaka, Z. Janas, J. Kamiya, T. Kawabata, K. Langanke, G. Martínez-Pinedo, T. Noro, E. Roeckl, Y. Shimbara, T. Shinada,

- S.Y. van der Werf, M. Yoshifuku, M. Yosoi, and R.G.T. Zegers, *Eur. Phys. J.* **A13** (2002) 411.
- [36] R.G.T. Zegers, *Nucl. Phys.* **A788** (2007) 61c.
- [37] S. Martin, A. Hardt, J. Meissburger, G.P.A. Berg, U. Hacker, W. Hürli-
mann, J.G.M. Römer, T. Sagefka, A. Retz, O.W.B. Schult, K.L. Brown,
and K. Halbach, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **214** (1983) 281.
- [38] Y. Fujita, K. Hatanaka, G.P.A. Berg, K. Hosono, N. Matsuoka, S. Morinobu,
T. Noro, M. Sato, K. Tamura, and H. Ueno, *Nucl. Instrum. Methods Phys.*
Res. **B126** (1997) 274.
- [39] T. Wakasa, K. Hatanaka, Y. Fujita, G.P.A. Berg, H. Fujimura, H. Fujita,
M. Itoh, J. Kamiya, T. Kawabata, K. Nagayama, T. Noro, H. Sakaguchi,
Y. Shimbara, H. Takeda, K. Tamura, H. Ueno, M. Uchida, M. Uraki, and
M. Yosoi, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **A482** (2002) 79.
- [40] M. Fujiwara, H. Akimune, I. Daito, H. Fujimura, Y. Fujita, K. Hatanaka,
H. Ikegami, I. Katayama, K. Nagayama, N. Matsuoka, S. Morinobu, T. No-
ro, M. Yoshimura, K. Sakaguchi, Y. Sakemi, A. Tamii, and M. Yosoi, *Nucl.*
Instrum. Methods Phys. Res. **A422** (1999) 484.
- [41] H. Fujita, Y. Fujita, G.P.A. Berg, A.D. Bacher, C.C. Foster, K. Hara, K. Ha-
tanaka, T. Kawabata, T. Noro, H. Sakaguchi, Y. Shimbara, T. Shinada,
E.J. Stephenson, H. Ueno, and M. Yosoi, *Nucl. Instrum. Methods Phys.*
Res. **A484** (2002) 17.
- [42] Y. Shimbara, Y. Fujita, M. Hamaguchi, E. Mochizuki, T. Adachi,
G.P.A. Berg, H. Fujimura, H. Fujita, K. Fujita, K. Hara, K. Hatanaka,
J. Kamiya, K. Kawase, T. Kawabata, Y. Kitamura, K. Nakanishi, N. Sa-
kamoto, Y. Sakemi, Y. Shimizu, Y. Tameshige, M. Uchida, T. Wakasa,
K. Yamasaki, M. Yoshifuku, and M. Yosoi, *Nucl. Instrum. Methods Phys.*
Res. **A522** (2004) 205.
- [43] T. Noro, Y. Mizuno, H. Togawa, S. Hirata, N. Matsuoka, O. Kamigaito,
F. Hiei, Y. Sakemi, H. Akimune, and T. Takahashi, *RCNP Annual Report*
(1990) 217.

- [44] T. Noro, M. Fujiwara, O. Kamigaito, S. Hirata, Y. Fujita, A. Yamagoshi, T. Takahashi, H. Akimune, Y. Sakemi, M. Yosoi, H. Sakaguchi, and J. Tanaka, RCNP Annual Report (1991) 177.
- [45] T. Wakasa, K. Hatanaka, Y. Fujita, G.P.A. Berg, H. Fujimura, H. Fujita, M. Itoh, J. Kamiya, T. Kawabata, K. Nagayama, T. Noro, H. Sakaguchi, Y. Shimbara, H. Takeda, K. Tamura, H. Ueno, M. Uchida, M. Uraki, Y. Yasuda, and M. Yosoi, RCNP Annual Report (1999) 95.
- [46] K. Dennis, H. Akimune, G.P.A. Berg, S. Chang, B. Davis, M. Fujiwara, M.N. Harakeh, J. Jänecke, J. Liu, K. Pham, D.A. Roberts, and E.J. Stephenson, Phys. Rev. **A50** (1994) 3992.
- [47] J.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurements*, 3rd Edition, (John Wiley & Son, New York, 2000).
- [48] *Table of Isotopes*, 7th Edition, (John Wiley & Son, New York, 1996)
- [49] *Computer program Kinmat*, National Accelerator Centre, Faure, South Africa, unveröffentlicht.
- [50] Z. Janas, M. Karny, Y. Fujita, L. Batist, D. Cano-Ott, R. Collatz, P. Dendooven, A. Gadea, M. Gierlik, M. Hellström, Z. Hu, A. Jokinen, R. Kirchner, O. Klepper, F. Moroz, M. Oinonen, H. Penttillä, A. Plöchocki, E. Roeckl, B. Rubio, M. Shibata, J.L. Tain, and V. Wittman, Eur. Phys. J. **A12** (2001) 143.
- [51] Y. Fujita, J. Phys.: Conf. Ser. **20**, (2005) 107.
- [52] S. Strauch, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1993), unveröffentlicht.
- [53] F. Neumeyer, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1993), unveröffentlicht.
- [54] K. Peräjärvi, P. Dendooven, M. Górska, J. Huikari, A. Jokinen, V.S. Kolhinen, M. La Commara, G. Lhersonneau, A. Nieminen, S. Nummela, H. Penttillä, E. Roeckl, J.C. Wang, and J. Äystö, Nucl. Phys. **A696** (2001) 233.
- [55] Y.-Z. Qian, W.C. Haxton, K. Langanke, and P. Vogel, Phys. Rev. **C55** (1997) 1532.

- [56] J.J. Cowan, F.-K. Thielemann, and J.W. Truran, Phys. Rep. **208** (1991) 267.
- [57] E. Anders and N. Grevesse, Geochim. Cosmochim. Acta **53** (1989) 197.
- [58] P. Mohr, F. Käppeler, and R. Gallino, Phys. Rev. **C75** (2007) 012802.
- [59] E. Epelbaum, Prog. Part. Nucl. Phys. **57** (2006) 654.
- [60] H. Arenhövel, W. Leidemann and E.L. Tomusiak, Eur. Phys. J. **A23** (2005) 147.
- [61] J. Golak, R. Skibiński, H. Witała, W. Glöckle, A. Nogga, and H. Kamada, Phys. Rep. **415** (2005) 89.
- [62] P. von Neumann-Cosel, A. Richter, G. Schrieder, A. Shevchenko, A. Stiller, and H. Arenhövel, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 202304.
- [63] N. Ryezayeva, Dissertation D17, TU Darmstadt (2006).
- [64] T. Tamae, H. Kawahara, A. Tanaka, M. Nomura, K. Namai, M. Sugawara, Y. Kawazoe, H. Tsubota and H. Miyase, Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 2919.
- [65] A. Richter, *Operational experience at the S-DALINAC*, Proc. of the fifth EPAC, Eds. S. Meiers, A. Pacheco, R. Pascual, C. Petit-Jean-Genaz, J. Poole, IOP Publishing, Bristol (1996) 110.
- [66] J. Auerhammer, H. Genz, H.D. Gräf, R. Hahn, P. Hoffmann-Stascheck, C. Lüttge, U. Nething, K. Rühl, A. Richter, T. Rietdorf, P. Schardt, E. Spamer, O. Titze, J. Töpper, and H. Weise, Nucl. Phys. **A553** (1993) 841c.
- [67] M. Knirsch, Dissertation D17, TH Darmstadt (1991).
- [68] K.-D. Hummel, Dissertation D17, TH Darmstadt (1992).
- [69] J. Horn, Dissertation D17, TH Darmstadt (1997).
- [70] B. Reitz, A.M. van den Berg, D. Frekers, F. Hofmann, M. de Huu, Y. Kalmykov, H. Lenske, P. von Neumann-Cosel, V.Yu. Ponomarev, S. Rakers, A. Richter, G. Schrieder, K. Schweda, J. Wambach, and H.J. Wörtche, Phys. Lett. **B532** (2002) 179.

- [71] P. von Neumann-Cosel, F. Neumeyer, S. Nishizaki, V.Yu. Ponomarev, C. Rangacharyulu, B. Reitz, A. Richter, G. Schrieder, D.I. Sober, T. Waind-zoch, and J. Wambach, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 1105.
- [72] S. Strauch, P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, K. Schweda, and J. Wambach, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 2913.
- [73] H. Diesener, U. Helm, P. von Neumann-Cosel, A. Richter, G. Schrieder, A. Stascheck, A. Stiller, and J. Carter, Nucl. Phys. **A696** (2001) 272.
- [74] P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, A. Stascheck, and S. Strauch, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 2924.
- [75] S. Kowalski und H. Enge, University of Illinois Research Proposal (1986). The initial design study for the type of QCLAM spectrometer described in this proposal was funded by the U.S. National Science Foundation through Grant No. NDFPHY-11717 to the University of Illinois Nuclear Physics Laboratory.
- [76] R. Kämpf, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1991), unveröffentlicht.
- [77] T. Kuroyanagi, S. Mitarai, S. Suematsu, B.J. Min, H. Tomura, J. Mukai, T. Maeda, R. Nakatani, G. Sletten, J. Nyberg, and D. Jerrestam, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A316** (1992) 289.
- [78] G. Pausch, H. Prade, M. Sobiella, H. Schnare, R. Schwengner, L. Käubler, C. Borcan, H.-G. Ortlepp, U. Oehmichen, H. Grawe, R. Schubart, J. Gerl, J. Cederkäll, A. Johnson, A. Kerek, W. Klamra, M. Moszyński, D. Wolski, M. Kapusta, A. Axelsson, M. Weiszflog, T. Härtlein, D. Pansgrau, G. de Angelis, S. Ashrafi, A. Likar, und M. Lipoglavšek, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A443** (2000) 304.
- [79] J.L. Blankenship, *IREE* Trans., Nucl. Sci. **7(2-3)** (1960) 190.
- [80] Topsil Semiconductor Materials, Linderupvej 4, DK-3600 Frederikssund, Denmark, www.topsil.com.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die mir während der Durchführung dieser Arbeit geholfen haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. Dr. h.c. mult. Achim Richter, der mich in seine Arbeitsgruppe aufnahm, und mir die Möglichkeit gab an zwei wirklich interessanten Themen im Rahmen meiner Promotion zu arbeiten. Er hat mich immer rechtzeitig motiviert, deswegen konnte die Dissertation in nur vier Jahren geschaffen werden.

Herr Professor Dr. Peter von Neumann-Cosel hat mir in allen Phasen der Arbeit mit Rat und Tat geholfen. Für seinen enormen Einsatz bei der Entstehung dieser Arbeit möchte ich mich ganz herzlich bedanken.

Herrn Professor Dr. Karlheinz Langanke habe ich nicht nur für die Übernahme des Korreferates, sondern auch für die mächtige theoretische Unterstützung zu danken.

Herrn Dr. Harald Genz danke ich für seine alltägliche Hilfe und Unterstützung.

I am grateful to Professor Dr. Y. Fujita for deeper insight into experimental techniques. Further on I am very thankful to the whole RCNP experimental group and personally to Dr. T. Adachi, Dr. H. Fujita and Dr. Y. Shimbara for their help during and after the experiment in Osaka.

Für die zahlreichen fruchtbaren Diskussionen bezüglich der Siliziumballentwicklung danke ich Herrn Jürgen von Kalben und Herrn Dr. Uwe Bonnes. Kenntnisse und Erfahrung dieser zwei Experten haben die erfolgreiche Realisierung des Konzeptes ermöglicht.

Bei allen derzeitigen Mitarbeitern der QCLAM-Gruppe und meinen früheren Kollegen, Herrn Dr. Y. Kalmykov, Herrn Dr. A. Shevchenko, Herrn O. Burda und Herrn M. Chernykh möchte ich mich für die Mithilfe und für die gute Zusammenarbeit bedanken.

Diese Arbeit wurde gefördert aus Mitteln des DFG Sonderforschungsbereiches 634.

Erklärung:

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Dissertation selbständig verfasst, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und bisher noch keinen Promotionsversuch unternommen habe.

Darmstadt, im Juli 2007

Lebenslauf

Anatoliy Byelikov

17. Juli 1980	Geboren in Kharkiv, Ukraine
1987 – 1997	Besuch der Sekundärschule Nr. 62, Kharkiv, Ukraine
1997 – 2003	Studium der Physik an der Fakultät für Physik und Technik der Kharkiver Staatsuniversität (jetzt <i>Karazin Kharkiv National University</i>), Kharkiv, Ukraine
2000 – 2001	Ausbildung zum Offizier
Februar 2003	Abschluss des Studiums mit Diplom
seit Juli 2003	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt